

УДК 539.12

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ НА ПРОТОНЕ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

*П. С. Баранов,
Л. В. Фильков*

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР, Москва

В работе дан обзор экспериментальных и теоретических исследований упругого рассеяния γ -квантов на протоне в области малых и средних энергий. Проведены построение и анализ дисперсионных соотношений и дисперсионных правил сумм для амплитуд γN -рассеяния. Найден знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. В области энергий γ -квантов $\nu \lesssim 100$ Мэв экспериментальные значения сечений γp -рассеяния используются для определения коэффициентов электрической и магнитной поляризуемости протона.

The review of the experimental and theoretical investigations of the elastic γp -scattering at small and modium energies is given. The construction and the analysis of the dispersion relations and dispersion sum rules for γN -scattering amplitudes is done. The sign of the $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ decay amplitude was obtained. The coefficients of the electric and magnetic proton polarizabilities are determined from the experimental data on the γp -scattering for energies $\nu \lesssim 100$ MeV.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается комptonовское рассеяние на протоне в области малых и средних энергий. Комptonовское рассеяние на нуклоне позволяет получить ценную информацию о характере электромагнитного и сильного взаимодействий частиц, участвующих в данном процессе.

В области малых энергий (до 100 Мэв) поперечное сечение рассеяния γ -квантов на нуклоне можно представить как разложение в ряд по энергии фотона. Сравнение полученных выражений для сечений с экспериментальными данными позволяет определить такие важные характеристики, как электрическая и магнитная поляризуемости протона.

Для энергий налетающего γ -кванта выше 100 Мэв решающее значение приобретают сильные взаимодействия в промежуточных состояниях. Это приводит к тому, что единственно последователь-

ным методом анализа рассматриваемого процесса является метод дисперсионных соотношений (д.с.). В данном случае имеем интегральные соотношения, связывающие амплитуды γN -рассеяния с квадратичными функциями от амплитуд фоторождения и амплитудами аннигиляции $NN \rightarrow \gamma\gamma$. Поэтому из сравнения с опытными данными можно определить вводимые в теорию неизвестные параметры, например определить знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, который является существенным параметром в различных моделях взаимодействия элементарных частиц. Из сказанного следует, что одна из наиболее интересных областей исследования γp -рассеяния — область энергий налетающих γ -квантов $\nu \lesssim \lesssim 350 \text{ Мэв}$. Это ограничение обусловлено тем, что необходимые для теоретических расчетов сведения о процессах фоторождения двух и более π -мезонов, а также процессах фоторождения более тяжелых частиц, которые могут дать существенный вклад в сечение γp -рассеяния выше 350 Мэв , в настоящее время бедны. Таким образом, чтобы использовать д.с. в этой области энергий, необходимо вводить в теорию дополнительные неизвестные параметры.

В настоящее время вследствие указанных причин в области энергий $400 \text{ Мэв} \lesssim \nu < 1 \text{ Гэв}$ используются только феноменологические методы, основанные на рассмотрении резонансных моделей. Изучение γp -рассеяния для данных энергий представляет интерес с точки зрения феноменологического исследования резонансов. Так, γp -рассеяние скорее, чем фоторождение, подходит для определения радиационных ширин распадов резонансов, которые входят в этом случае квадратичным образом.

В данном обзоре подробно остановимся только на рассмотрении γp -рассеяния в области малых и средних энергий до $\nu \lesssim \lesssim 350 \text{ Мэв}$, где теоретические предсказания наиболее обоснованы и получены наиболее существенные результаты.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ФОТОНОВ НА ПРОТОНАХ

Методы идентификации процесса упругого рассеяния фотонов на протонах

Выделение реакции

$$\gamma + p \rightarrow \gamma' + p' \quad (1)$$

регистрацией обеих частиц в конечном состоянии может показаться легко осуществимой задачей. Однако в действительности экспериментальное исследование процесса упругого рассеяния γ -квантов на протонах связано с преодолением значительных экспери-

ментальных трудностей, которые обусловлены очень малым сечением ($\sim 10^{-32}$ см²/стерад) и наличием интенсивных фоновых процессов. При исследовании процесса упругого рассеяния γ -квантов на протонах в области низких энергий, примерно до 100 Мэв, возникают дополнительные трудности, связанные с малыми энергиями протонов отдачи.

В этой области энергий γ -квантов практически невозможно осуществить выделение реакции упругого рассеяния с помощью одновременной регистрации двух частиц: протона отдачи и рассеянного γ -кванта, и наблюдение процесса (1) осуществляется регистрацией только рассеянного γ -кванта в таких угловых и энергетических областях, которые свободны от γ -квантов, возникающих от фоновых процессов.

Основной фоновый процесс в области энергий ниже порога одиночного фоторождения пионов — радиационное образование электрон-позитронных пар: процесс рождения пар в поле ядра с последующим излучением γ -кванта в результате тормозного излучения одним из электронов в том же поле.

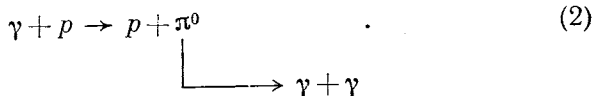
В работах [1,2] были проведены расчеты сечения этого фонового процесса, которые указали на значительные поправки для малых углов рассеяния. Экспериментами, поставленными в Мас-сачусетском технологическом институте [3], определено, что процесс радиационного рождения пар обладает резкой угловой направленностью и сильной энергетической зависимостью. Вклад этого процесса для угла 70° составляет 10%, а для угла 45° значительно превышает выход γ -квантов от процесса упругого рассеяния.

Другие фоновые процессы, как однократные, к числу которых относятся: комптоновское рассеяние γ -квантов на электронах, образование пар, расщепление фотона на два фотона в кулоновском поле ядра [4, 5], так и ряд многократных фоновых процессов, например образование пар под большими углами [6] с последующим тормозным излучением в мишени или деталях конструкции установки, также обладают резкой угловой направленностью.

Трудности проведения точных расчетов для некоторых фоновых процессов не позволяют достаточно точно учесть значения их вклада в экспериментально измеряемый выход. Таким образом, ни экспериментальным, ни расчетным путем не удастся получить достаточно точные оценки фона для углов рассеяния меньше 45°. Этим объясняется полное отсутствие экспериментальных данных по процессу упругого рассеяния γ -квантов на протонах в этой области углов.

Особенно трудной для экспериментального исследования является область энергии γ -квантов непосредственно над порогом одиночного фоторождения пионов. Выделить упругое рассеяние

на протонах в этой области энергий наблюдением только одного рассеянного γ -кванта невозможно, так как энергетическое разрешение γ -детекторов недостаточно, чтобы разделить по энергии γ -кванты от упругого рассеяния (1) и от распада на γ -кванты нейтральных пионов, образованных в процессе фоторождения:



Сечение реакции фоторождения (2) при энергиях γ -квантов около 200 $Mэв$ почти на два порядка превышает сечение процесса упругого рассеяния γ -квантов на протонах, а конечными продуктами реакции (2) оказываются такие же частицы, что и в реакции (1), но с несколько меньшими значениями энергии. Энергию протонов можно определить достаточно точно для разделения этих реакций по энергиям протонов отдачи, что и ведет к необходимости регистрации протонов. Однако ввиду непрерывного спектра первичных γ -квантов от ускорителя, чтобы выделить процесс упругого рассеяния, необходимо четко ограничить энергетический интервал первичных γ -квантов; обычно это осуществляется дискриминацией по энергии регистрируемых протонов. Энергетический интервал первичных γ -квантов, как правило, располагается вблизи верхней границы спектра тормозного излучения. Это приводит, с одной стороны, к существенному снижению выхода реакции из-за уменьшения числа γ -квантов в выделенном энергетическом интервале и, с другой, накладывает высокие требования на стабильность максимальной энергии спектра тормозного излучения и точность ее определения.

Снижение выхода реакции упругого рассеяния γ -квантов на протонах в области энергий над порогом фоторождения пионов по сравнению с выходом для области энергий ниже порога фоторождения, когда регистрация процесса происходит только по одному γ -кванту, связано с тем, что в этой области энергий протоны отдачи обладают еще малыми пробегами, и это не позволяет с полной эффективностью использовать жидководородные мишени толщиной в несколько сантиметром.

Необходимо заметить, что регистрация одних только протонов в небольшом интервале энергий вблизи конца спектра тормозного излучения еще не обеспечивает выделения процесса упругого рассеяния.

Значительный фон протонов (на два порядка превышающий эффект) происходит от тонких стенок мишени, в которую заключен жидкий водород. Эффективным средством устранения этого фона является регистрация обоих продуктов реакции (1), т. е. протона отдачи и рассеянного γ -кванта. Отмеченные труд-

ности приводят к тому, что область энергий γ -квантов 150—200 *Мэв* практически до сих пор не исследована.

С ростом энергии γ -квантов уменьшается различие в энергиях протонов отдачи, возникающих в реакциях упругого рассеяния и фоторождения пионов на водороде, что приводит к дополнительным трудностям в идентификации процесса упругого рассеяния γ -квантов и в области более высоких энергий. Эти трудности были преодолены [7] в результате использования искровых камер как для регистрации протонов, так и для регистрации γ -квантов, что позволило определить пространственные координаты частиц и кинематически выделить процесс упругого рассеяния на плавно изменяющемся фоне от процесса фоторождения пионов.

Экспериментальные данные по упругому рассеянию фотонов на протонах

Экспериментальное исследование процесса упругого рассеяния γ -квантов на протонах началось в середине пятидесятых годов. Сначала эти исследования относились к области низких энергий γ -квантов в соответствии с энергиями, которые были достигнуты в то время на электронных ускорителях. Затем, в связи с развитием ускорительной техники, область исследований постепенно смещалась в сторону больших энергий и в самые последние годы была продвинута до 18 *Гэв*. В табл. 1 и 2 представлены экспериментальные данные в области энергий примерно до 2 *Гэв*: в табл. 1 — в области низких энергий в лабораторной системе координат (л. с.), а в табл. 2 — все имеющиеся экспериментальные данные в системе центра инерции (с. ц. и.). При составлении этой таблицы те экспериментальные данные, которые были представлены в оригинальных работах в л. с., были переведены в с. ц. и. В табл. 1 и 2 включены также те экспериментальные данные, которые в оригинальных работах были приведены на рисунках. Погрешность снятия значений сечений с графиков оригинальных работ составляет $0,2 \cdot 10^{-32}$ *см²-стерад*, а энергий 2—3%.

Все полученные экспериментальные данные по комптон-эффекту на протоне можно условно подразделить на три группы: область низких энергий до 120 *Мэв*, область энергий от порога одиночного фоторождения пионов примерно до 400 *Мэв* и область более высоких энергий. Такое подразделение удобно: во-первых, в различных областях энергий γ -квантов использовались различные экспериментальные методы регистрации процесса упругого рассеяния и, во-вторых, в различных областях исследования по-разному формулируется теоретический интерес исследования.

Остановимся подробно на экспериментах, проведенных в области малых и средних энергий.

Таблица 1

Энергия в л. с., Мэв	Результат		Лаборатория, страна	Эксперимен- тальная работа
	Угол в л. с., град	Сечение в л. с., 10 ⁻³² см ² /стерад		
1,6	124±3	1,46±0,25	Калифорнийский технологический ин- ститут, США	[8]
40—70 (55)	45 75 90 120 135 150	3,40±0,28 1,12±0,08 1,10±0,05 1,34±0,08 1,56±0,08 1,93±0,07	ФИАН, СССР	[9]
30—95	50 60 70 90 120 150	4,8±0,4 → 3,1 2,8±0,15 → 2,3 1,5±0,12 → 1,3 1,05±0,11 1,25±0,11 1,39±0,11	Чикагский универ- ситет, США	[10] *
30—90 (60)	60 90 120 150	1,80±0,14 1,03±0,08 1,25±0,10 1,39±0,11	Чикагский универ- ситет, США	[11]
25—87	70 90 120 150	1,06±0,08 1,08±0,04 1,18±0,05 1,47±0,06	Чикагский универ- ситет, США	[12]
75—119 (97)	45 90 135	1,40±0,17 1,35±0,13 2,25±0,45	ФИАН, СССР	[13]
70 ⁺²⁴ —26	90±16	1,26±0,08	Калифорнийский университет, США	[14]
100 ^{+9,5} —7,5	90±16	1,50±0,40		
123 ⁺¹⁰ —8	90±16	1,83±0,52		
104,4 80,9 85,4 109,9 81,9 86,3 106,7 111,1	76,0±3,6 90,0±3,6 90,0±3,6 90,0±3,6 150,0±3,5 150,0±3,5 150,0±3,5 150,0±3,5	1,41±0,11 1,15±0,06 1,09±0,04 1,03±0,06 1,44±0,12 1,37±0,10 1,60±0,08 1,44±0,06	ФИАН, СССР	[15, 16]
54,0 64,8 75,0 84,5 90,5 102 113 125 135	90 90 90 90 90 90 90 90 90	1,09±0,17 1,09±0,21 1,09±0,16 1,08±0,17 1,07±0,17 1,05±0,12 1,04±0,15 0,98±0,28 0,93±0,52	Массачусетский тех- нологический ин- ститут, США	[3]

* Данные этой работы взяты из рисунков.

Таблица 2

Энергия в л. с., Мэв	Результат		Лаборатория, страна	Экспериментальная работа
	Угол в с. ц. и., град	Сечение в с. ц. и., 10 ⁻³² , см ² /стерад		
1,6	124	1,45±0,25	Калифорнийский технологический институт, США	[8]
30—95 (60)	52,7 63,0 73,3 93,3 122,4 151,7	4,45±0,4 → 2,9 2,64±0,14 → 2,2 1,44±0,12 1,05±0,11 1,33±0,11 1,45±0,12	Чикагский университет, США	[10]
30—90 (60)	63,0 93,5 122,7 151,7	1,70±0,13 1,07±0,08 1,33±0,11 1,54±0,12	То же	[11] *
25—87	73,3 93,5 122,7 151,7	1,02±0,08 1,08±0,04 1,26±0,05 1,63±0,07	» »	[12]
75—119 (97)	48,8 95,2 138,7 47,2	1,24±0,15 1,36±0,13 2,57±0,51 3,15±0,26	ФИАН, СССР	[13]
40—70 (55)	78,1 93,2 122,7 137,2 151,5	1,09±0,08 1,10±0,05 1,42±0,08 1,69±0,09 2,13±0,08	То же	[9]
104,4 80,9 85,4 109,9 81,9 86,3 106,7 111,1	80,0 -94,6 94,7 95,6 152,1 152,2 152,6 152,7	1,31±0,10 1,16±0,06 1,10±0,04 1,03±0,06 1,62±0,13 1,56±0,11 1,88±0,08 1,70±0,07	» »	[16, 15]
70 100 123 54,0 64,8 75,0 84,5 90,5 101,7 113,0 125,0 135,0 182,0 195,0 210,0	94,3 95,6 96,7 93,08 93,75 94,33 94,75 95,08 95,67 96,17 96,58 96,83 94,8 94,6 93,5	1,57±0,09 1,88±0,50 2,29±0,65 1,08±0,17 1,08±0,21 1,09±0,16 1,09±0,17 1,08±0,17 1,04±0,11 1,08±0,14 0,98±0,30 0,94±0,50 2,00±0,28 1,49±0,24 1,91±0,56	Калифорнийский университет, США Массачусетский технологический институт, США	[14] [3]*
			ФИАН, СССР	[17]

Продолжение табл. 2

Результат			Лаборатория, страна	Эксперимен- тальная работа		
Энергия в л. с., Мэв	Угол в с. п. и., град	Сечение в с. п. и., 10 ⁻³² , см ² /стерад				
235,0±12,7	55,4±1,4	4,24±0,57	ФИАН, СССР	[18, 19]		
239,5±9,8	69,5±1,3	6,08±0,76				
247,4±5,3	92,6±1,1	6,06±0,70				
248,0±4,9	108,4±1,1	9,56±1,02				
248,3±4,3	131,8±1,2	9,13±0,78				
248,1±4,4	147,5±1,1	12,79±1,07				
247,8±7,5	70,0±1,2	7,13±0,85				
248,1±5,9	93,0±1,2	6,66±0,55				
248,8±5,3	108,4±1,2	8,54±0,65				
248,5±4,5	131,9±1,5	9,59±0,63				
249,2±4,2	147,7±1,3	13,02±0,70				
215,4±8,4	68,8±1,3	3,28±0,34				
214,7±6,7	91,9±1,4	1,86±0,20				
215,2±7,4	107,2±1,3	2,49±0,26				
212,9±6,5	131,4±1,6	4,25±0,35				
213,4±5,5	147,4±1,3	6,58±0,41				
206—248 (230)	65,1—72,9 (70)	5,34±0,4				
178—206 (193)	86,1—98,1 (90)	1,92±0,23			Иллинойский университет, США	[21]
290—225 (213)	88,0—96,0 (90)	3,38±0,71				
228—248 (239)	87,7—95,8 (90)	6,80±0,71				
232—248 (240)	85,7—97,8 (90)	8,25±0,94				
252—272 (262)	87,6—95,6 (90)	13,38±1,41				
257—272 (267)	87,6—95,6 (90)	17,28±4,23				
265—283 (276)	87,5—95,5 (90)	13,11±1,65				
271—288 (282)	87,4—95,4 (90)	18,04±4,7				
186—206 (197)	125,5—133,5 (129)	3,64±0,94				
230—248 (239)	125,0—133,1 (129)	12,37±1,18				
112—127 (120)	136—144 (139)	1,76±0,23				
132—144 (139)	135,8—144 (139)	2,28±0,23				
156—170 (163)	135,7—143,7 (139)	2,16±0,23				
176—193 (184)	135,6—143,6 (139)	2,98±0,28				
192—208 (200)	135,5—143,5 (139)	5,30±0,71				
220—233 (227)	135,3—143,3 (139)	7,67±0,94				

Продолжение табл. 2

Результат			Лаборатория, страна	Эксперимен- тальная работа
Энергия в л. с., Мэв	Угол в с. п. и., град	Сечение в с. п. и., 10 ⁻³² , см ² /стерад		
266—285 (275,5)	92	15,5±3,1	Иллинойский университет, США	[22]
285—335 (310)	90	14,5±1,6		
185—235 (210)	142	4,42±0,76		
235—285 (260)	138	15,2±1,6		
285—335 (310)	136	21,3±1,8		
Проведены опыты с поляризованным пучком γ-квантов. Измерено отношение сечений в плоскости поляризации и перпенди- кулярно к ней:			Фраскати, Италия	[23]
305—335	90	2,1 ^{+0,5} -0,4	Токийский университет, Япония	[24]
Измерена степень поляризации протонов отдачи:				
700	90	0,39±0,26	Физический институт Бонн- ского универ- ситета, ФРГ	[25, 26]
800	90	0,23±0,26		
236,9	90,0	4,6±0,5		
238,6	110,0	4,7±0,8		
249,1	130,0	5,8±1,0		
265,6	69,9	6,3±0,9		
272,6	90,0	9,8±0,8		
279,7	109,9	9,7±0,7		
284,6	70,1	12,9±1,0		
285,0	129,9	13,5±1,1		
289,4	90,2	11,6±0,8		
316,9	70,2	19,5±1,3		
323,1	60,0	21,8±1,5		
329,4	90,0	13,2±0,9		
329,4	110,1	15,5±0,9		
334,8	130,0	16,4±1,1		
367,4	49,8	14,9±1,5		
370,8	69,8	13,8±1,0		
380,6	89,7	9,9±0,6		
382,4	109,7	8,6±0,7		
386,5	129,6	10,5±0,8		
406,7	50,0	10,2±1,3		
407,8	89,9	8,6±1,9		
415,8	69,9	7,5±0,8		
420,8	89,8	7,7±0,6		
427,4	109,9	6,7±0,4		
429,4	130,0	7,4±0,7		
725—775	60	3±3	Корнеллский университет, США	[27]
300—325	75	18,0±1,6		
300—350	75	19,5±2,6		
275—300	90	15,8±1,1		
300—325	90	14,3±0,9		

Продолжение табл. 2

Результат			Лаборатория, страна	Эксперимен- тальная работа		
Энергия в л. с., Мэв	Угол в с. п. к., град	Сечение в с. п. к., 10^{-32} , $\text{см}^2/\text{стерад}$				
350—375	90	$13,3 \pm 1,3$	Физический институт Бонн- ского универ- ситета, ФРГ	[28] *		
400—425	90	$12,0 \pm 1,7$				
300—315	120	$20,6 \pm 2,1$				
250	90 ± 10	$4,2 \pm 1,0$				
300	90 ± 10	$12,2 \pm 1,4$				
350	90 ± 10	$15,1 \pm 1,0$				
400	90 ± 10	$9,2 \pm 1,5$				
380±10	50	$14,0 \pm 1,2$				
	70	$12,3 \pm 0,8$				
	90	$8,8 \pm 0,6$				
	110	$7,3 \pm 0,6$				
	130	$8,4 \pm 0,7$				
400—430	50	$8,5 \pm 1,0$			То же	[25]
	70	$7,0 \pm 0,7$				
	90	$6,7 \pm 0,5$				
	110	$5,4 \pm 0,4$				
	130	$5,7 \pm 0,5$				
314±14	$90,3 \pm 4,4$	$12,4 \pm 3,0$	Токийский университет, Япония	[29]		
351±22	$90,0 \pm 4,6$	$15,2 \pm 2,2$				
416±11	$89,4 \pm 4,6$	$11,1 \pm 2,5$				
437±10	$89,2 \pm 4,6$	$9,6 \pm 3,2$				
456±12	$88,9 \pm 4,7$	$5,1 \pm 1,9$				
512±15	$88,4 \pm 4,7$	$6,2 \pm 2,0$				
541±14	$88,1 \pm 4,8$	$8,7 \pm 3,1$				
616±24	$87,3 \pm 4,8$	$7,4 \pm 2,4$				
692±25	$86,5 \pm 4,8$	$6,0 \pm 1,6$				
535	90	$6,37 \pm 0,63$			Массачусет- ский техноло- гический ин- ститут, США	[7] *
570	90	$6,94 \pm 0,63$				
602	90	$8,20 \pm 0,63$				
633	90	$9,30 \pm 0,70$				
665	90	$8,96 \pm 0,70$				
695	90	$11,0 \pm 0,82$				
726	90	$10,25 \pm 0,82$				
755	90	$9,68 \pm 0,89$				
783	90	$8,96 \pm 0,89$				
812	90	$9,24 \pm 0,89$				
842	90	$7,26 \pm 0,70$				
480	90	$10,0 \pm 0,8$	Корнеллский университет, США	[30] *		
520	90	$8,1 \pm 0,6$				
565	90	$7,6 \pm 0,6$				
610	90	$8,2 \pm 0,8$				
660	90	$7,9 \pm 0,8$				
660	90	$9,0 \pm 1,0$				
705	90	$8,7 \pm 1,0$				
715	90	$8,4 \pm 1,0$				
740	90	$8,5 \pm 1,2$				
770	90	$8,7 \pm 1,1$				
785	90	$8,6 \pm 1,0$				
820	90	$7,0 \pm 0,9$				

Энергия в л. с., Мэв	Результат		Лаборатория, страна	Эксперимен- тальная работа		
	Угол в с. п. и., град	Сечение в с. п. и., 10^{-32} , см ² /стерад				
830	90	7,4±0,8	Корнеллский университет, США	[30] *		
865	90	6,4±0,9				
890	90	6,9±0,9				
900	90	6,2±0,8				
945	90	5,3±0,8				
955	90	6,0±0,9				
985	90	6,0±1,0				
1025	90	5,5±0,9				
1065	90	6,5±1,0				
1100	90	5,1±1,0				
1160	90	2,7±0,6				
1185	90	1,6±0,8				
1250	90	1,8±0,8				
1270	90	2,3±0,9				
1360	90	3,9±1,8				
1420	90	4,2±2,3				
568		5,2			То же	[31]
598		4,1				
630		7,2				
658		9,15				
688		9,1				
719		9,5				
720		9,0				
750		12,5				
770		10,0				
780		12,4				
800		9,0				
810		11,0				
840		10,3				
855		9,0				
940		8,2				
955		7,5				
1040		6,2				
1060		4,8				
1120		5,1				
1165		3,8				
1220		3,5				
1250		2,1				
870		11,3	Массачусет- ский техноло- гический ин- ститут, США	Статистиче- ские погреш- ности, по оценке авто- ров, состав- ляют 10—15%.		
920		7,7				
970		6,0				
1040		4,7				
1070		3,4				
1115		4,8				
1150		4,2				
1178		3,8				
1208		3,1				
1223		2,5				
1263		3,0				

Продолжение табл. 2

Энергия в л. с., <i>Мэв</i>	Результат		Лаборатория, страна	Экспери- менталь- ная работа
	Угол в с. п. и., <i>град</i>	Сечение в с. п. и., 10^{-32} , <i>см²/стерад</i>		
1300	65	2,4		
1300	65	2,1		
1370	65	1,6		
1445	65	1,8		
1530	65	1,5		
1580	65	1,2		
1680	65	1,2		
1735	65	1,1		
1825	65	0,8		
1890	65	1,5		

* Данные этой работы взяты из рисунков.

Описание экспериментов по исследованию упругого рассеяния фотонов на протонах

Эксперименты в области энергий до 120 *Мэв*. Экспериментальное исследование процесса упругого рассеяния фотонов на протонах в области энергий от 1 до 120 *Мэв* проводилось в основном в четырех лабораториях: Физическом институте АН СССР [9, 13, 15, 16, 32], Чикагском университете США [10—12], Массачусетском технологическом институте США [33] и Калифорнийском университете США [14]. Основные характеристики экспериментальных установок, которые использовались в этих работах, приведены в табл. 3.

Из таблицы видно, что все экспериментальные работы в этой области энергий выполнены на циклических электронных ускорителях, которые работали в режиме с максимальной энергией электронов, а следовательно, и максимальной энергией спектра тормозного излучения γ -квантов, не превышающей порога одиночного фоторождения пионов. В настоящее время некоторые из этих ускорителей демонтированы или реконструированы на более высокие энергии (в табл. 3 они помечены звездочкой). Во всех работах в области низких энергий использовалась сходная методика, которая основана на регистрации рассеянных γ -квантов с помощью телескопов сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадения. Принцип работы этих телескопов заключается в регистрации электронов пары, которые возникают в результате конверсии γ -квантов в свинцовом конверторе, расположенном перед включенными на совпадения счетчиками. Чтобы избежать регистрации заряженных частиц, в первую очередь электронов, перед конвер-

Таблица 3

Экспериментальная работа	[10]	[11]	[12]	[13]
	Бетатрон, Чикагского университета, США			265-Мэв
Максимальная энергия, Мэв	98	98	87	120
Мониторирование пучка γ -квантов	Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	Тонкостенная ионизационная камера. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	—
Детектор γ -квантов:				
тип	Телескоп сцинтилляционного счетчика АСС	Телескоп сцинтилляционного счетчика АСС	Телескоп сцинтилляционного счетчика АСС	Телескоп сцинтилляционного счетчика АССС
число счетчиков				
толщина конвертора, см	3	3	4	4
толщина поглотителя, см	0,65 (Pb)	—	0,65 (Pb)	0,5 (Pb)
толщина промежуточного поглотителя, см	1,25 (C)	—	1,25—2,5 (C) или 5,0 (Be)	—
Эффективность счетчика антисовпадений, %	98	—	98	—
Метод определения эффективности телескопа	В пучке монокроматических электронов и в пучке тормозного излучения	—	В пучке монокроматических электронов и в пучке тормозного излучения	—
Водородная мишень:				
тип	Пенополистироловый контейнер	Пенополистироловый контейнер	Пенополистироловый контейнер	Пенополистироловый контейнер
размеры, см				
Скорость счета эффекта, имп/ч	$d=12,5$	—	$d=12,5$	—
Отношение скоростей счета с водородом и без него	60	—	60	—
	1,5	—	—	—

[9]	[32]	[33]	[3,23]	[14]
синхротрон ФИАН СССР		Синхротрон* Массачусетского технологического института, США		330-Мэв синхротрон* Калифорнийского университета, США
75	127—148	140	140	95—113—132
Толстостенная ионизационная камера. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	Квантометр. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	Толстостенная ионизационная камера	—	Толстостенная ионизационная камера
Телескоп сцинтилляционного счетчика АССС	Телескоп сцинтилляционного счетчика АССССА	Телескоп сцинтилляционного счетчика. Последний счетчик полного поглощения АССС _П	Телескоп сцинтилляционного счетчика. Последний счетчик полного поглощения АССС _П	Телескоп сцинтилляционного и черенковского счетчиков полного поглощения АССССС _П
4	6	4	4	6
0,5 (Рb)	0,5 (Рb)	0,23 (Рb)	0,23 (Рb)	0,62 (Рb)
7,0 (парафин)	5,0 (парафин)	15,0 (Ве)	7,5 (Ве)	5,7(С)
2,0 (Al)	—	—	—	—
—	99	98	98	98
По регистрируемости фотонов комптоновского рассеяния	В пучке «меченных фотонов»	В пучке тормозного излучения при сниженной интенсивности в 10^5 раз	В пучке тормозного излучения при сниженной интенсивности в 10^5 раз	В пучке тормозного излучения при сниженной интенсивности $5 \cdot 10^5$ раз
Пенополистироловый контейнер с рубашкой из жидкого азота	Майларовый аппендикс (75 мм), перпендикулярный пучку	Металлический аппендикс, перпендикулярный пучку	Металлический аппендикс, перпендикулярный пучку	Металлический аппендикс, ориентированный вдоль пучка
$d=120$; $l=30$ 30—60	$d=7,3$ 60	$d=10$ 7	$d=10,0$ $h=12,5$ 60	$d=7,2$ $l=50,0$ 10
2—4	2	2—3	—	5—6

Экспериментальная работа	[10]	[11]	[12]	[13]
	Бетаатрон* Чикагского университета, США			265-Мэв
Характеристика ускорителя типа				
Результаты эксперимента:				
область энергии, Мэв	25—95	30—90	25—87	75—119
число экспериментальных точек	6	4	4	3
погрешность абсолютная, %	8	—	8	—
погрешность относительная, %	8	8	5	10

тором располагали еще один сцинтилляционный счетчик, включенный в схему антисовпадений. Эффективность работы этого счетчика обычно составляла 98%. Однако если принять во внимание высокий уровень фона и малое значение сечения измеряемого эффекта, то одного этого средства оказывается недостаточно, поэтому для уменьшения загрузок счетчиков телескопа медленными электронами и мягкими γ -квантами перед телескопом обычно располагают дополнительные поглотители из легкого вещества (бериллий, парафин, углерод), толщины которых приведены в табл. 3.

Эффективность регистрации γ -квантов телескопом счетчиков обычно измеряется экспериментально, разными способами и составляет около 30%. Следует признать, что среди способов определения эффективности наименее удачны способы, использованные в работах [3, 14]. Авторы этих работ располагали телескопы непосредственно в пучке тормозного излучения с интенсивностью, уменьшенной в 10^5 — 10^6 раз, при этом не удавалось обеспечить требуемую высокую точность измерения сниженной интенсивности. Интервал энергий γ -квантов в телескопах задавался следующим образом. Нижняя граница интервала регистрации определялась толщинами сцинтилляционных счетчиков и промежуточных поглотителей, располагаемыми между счетчиками. Верхняя граница интервала регистрации задавалась максимальной энергией спектра тормозного излучения.

Условиям работы с энергиями γ -квантов вблизи верхней границы спектра тормозного излучения присущи два недостатка: 1) число фотонов в спектре тормозного излучения быстро падает с увеличением энергии, что существенно снижает наблюдаемый

Продолжение табл. 3

[9]	[32]	[33]	[3,23]	[14]
синхротрон ФИАН СССР		Синхротрон Массачусетского технологического института, США		330-Мэв синхротрон Калифорнийского университета, США
40—70	55—120	50—130	50—130	70—123
6	9		9	3
6	1	7	10	—

выход реакции, при высоком уровне фона от электронов и фотонов меньших энергий; 2) нестабильность максимальной энергии на на 1—2% приводит к изменению интервала регистрации на 5—10% и, следовательно, к большой дополнительной неопределенности измеряемого дифференциального сечения. Поэтому для регистрации фотонов от процессов упругого рассеяния γ -квантов в области низких энергий использовался телескоп из сцинтилляционных счетчиков [32]. Структурная схема экспериментальной установки [32] приведена на рис. 1.

Телескоп состоит из четырех сцинтилляционных счетчиков с пластическими сцинтилляторами толщиной по $2,1 \text{ г/см}^2$, заключенными в тонкостенные алюминиевые контейнеры, свинцового конвертора (толщиной $4,85 \text{ г/см}^2$), сменного углеродного поглотителя и слоистого сцинтилляционного счетчика C^+ (A^+). Первый сцинтилляционный счетчик (A) был включен на антисовпадения, последующие три — на совпадения. Отличительная особенность данного телескопа по сравнению с телескопами, которые обычно используют для регистрации γ -квантов в области энергий $\leq 100 \text{ Мэв}$, заключается в том, что последний (слоистый) счетчик включен одновременно в схемы совпадений и антисовпадений. Включение его в схему антисовпадений позволяет ограничивать интервал регистрации γ -квантов со стороны больших энергий.

Ограничение интервала регистрации со стороны малых энергий проводится с помощью дополнительных поглотителей, которые располагаются перед первыми тремя счетчиками, включенными на совпадения. Таким образом, возможно регистрировать фотоны в определенном энергетическом интервале, который характеризуется толщиной вещества, расположенного между счетчиками

4 и C^+ (A^+). Разброс пробегов электронов в результате флуктуаций потерь энергии на тормозное излучение приводит к значительному размытию интервала регистрации.

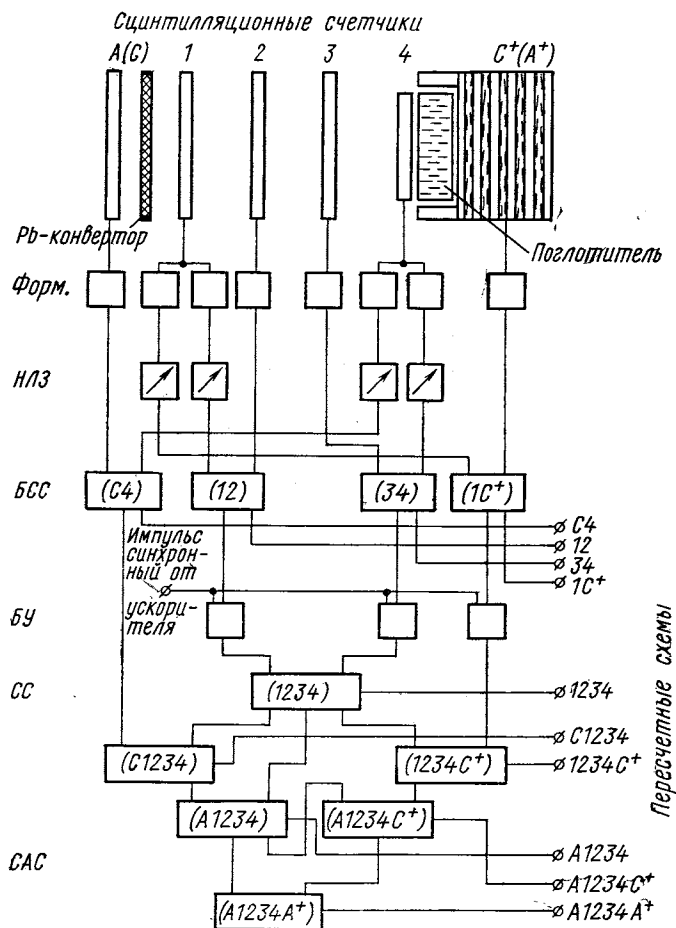


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки [32] для исследования комптоновского рассеяния на протоне в области энергий от 50 до 120 Мэв:

$A(C)$, 1, 2, 3, 4, $C^+(A^+)$ — сцинтилляционные счетчики; Форм. — формователи; НЛЗ — наносекундные линии задержек; БСС — быстрые схемы совпадений; СС, САС — схемы совпадений и антисовпадений; БУ — блоки управления работой схем

Для более четкого выделения интервала регистрации γ -квантов по энергии необходимо, чтобы последний (антисовпадательный) счетчик имел высокую эффективность регистрации γ -кван-

тов. В работе [32] в качестве антисовпадательного счетчика используется счетчик, который состоит из цилиндрической рубашки, из пластического сцинтиллятора с внешним диаметром 20 и внутренним 17 см, длиной 10,4 см и слоистого радиатора диаметром 20 см, имеющего шесть пластических сцинтилляторов: двух толщиной по 2 и четыре по 0,5 см и пять дисков свинцового стекла ТФ-1 толщиной по 1 см.

Чтобы получить высокую точность в измерении дифференциальных сечений процесса упругого рассеяния фотонов на протонах (около 1%) с помощью одной и той же экспериментальной установки [32], последовательно на водородной мишени регистрировались в совпадающих энергетических интервалах два процесса: упругое рассеяние фотонов на электронах и упругое рассеяние фотонов на протонах. Сечение монитормого процесса комптоновского рассеяния на электронах рассчитывалось с погрешностью около 1% по формуле Клейна — Нишины — Тамма с введением поправок на двойной комптон-эффект и радиационных поправок.

Результаты обработки экспериментальных данных с помощью «прямой» абсолютизации и по относительным измерениям через мониторный процесс совпадают в пределах точности абсолютизации экспериментальных данных. Расчет сечения по относительным измерениям через мониторный процесс позволяет исключить целый ряд систематических погрешностей, присутщих методам прямой абсолютизации вследствие погрешностей в измерении потока, формы спектра тормозного излучения, абсолютных значений эффективности регистрации и т. п.

Геометрия опыта [32] по исследованию упругого рассеяния фотонов на протонах в области энергий от 70 до 110 Мэв приведена на рис. 2. На рисунке показаны расположение гамма-телескопа для измерения сечения упругого рассеяния фотонов на протонах для угла 90° и его расположение при проведении мониторных опытов под углом $1^\circ 47'$. В экспериментах, описанных в работе [32], использовалась жидководородная мишень, которая представляла собой тонкостенный (лавсан толщиной 75 мкм) вертикально подвешенный цилиндрический сосуд-аппендикс диаметром 7,3 см. В экспериментах применялась мишень сравнительно небольшого объема, который был примерно в 10 раз меньше, чем объемы мишеней, использованных в более ранних работах [8, 9] по исследованию упругого рассеяния фотонов в области низких энергий. Малый объем мишени позволяет избежать введения поправок на многократные фоновые процессы, происходящие в самой мишени. Кроме того, малые размеры мишени существенно снижают неопределенности в расчетах действующего числа ядер мишени под разными углами регистрации фотонов от процесса (1). Достаточно тонкие стенки сосуда-аппендикса позволяют получить

удовлетворительное соотношение эффект/фон, значения которого приведены в табл. 3.

Касаясь результатов экспериментальных работ, следует особо отметить работы, выполненные в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР. В работе [13] приводятся наблюдения комптон-эффекта на протоне, а в работе [9] впервые определены коэффициенты электрической и магнитной поляризуемостей протона.

Экспериментальные данные, полученные в Чикагском университете, приведены в работе [12], которая, вероятно,

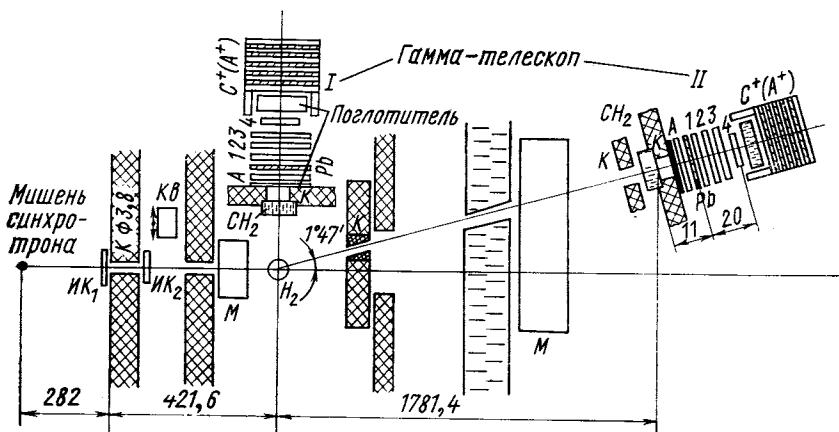


Рис. 2. Геометрия опыта [32] для исследования комптоновского рассеяния на протоне в области энергий 70–110 Мэв:

К — коллиматор, ИК₁, ИК₂ — тонкостенные ионизационные камеры; Кк — квантометр; М — очистительный магнит; А, 1, 2, 3, 4, С⁺ (А⁺) — сцинтилляционные счетчики; Н₂ — водородная мишень

включает результаты] более ранних работ тех же авторов [10, 11]. Исправленные на многократные фоновые процессы значения дифференциальных сечений, относящиеся к углам 50, 60 и 70°; помечены стрелкой в табл. 1. Эти исправления сделаны авторами работы [10].

Результаты, полученные в Массачусетском технологическом институте [33], были позднее переработаны авторами [34], но пока не опубликованы, поэтому результаты работы [33] не приводятся в табл. 1 и 2.

Три экспериментальные точки, полученные в Калифорнийском университете [14], содержат большую неопределенность в абсолютном значении сечения за счет погрешностей, связанных с определением эффективности гамма-телескопа, о которых уже упоминали. В табл. 1 приведены результаты этой работы, нормированные при энергии 70 Мэв по сечению Поуэлла [35]. Эта нормировка,

проведенная в работе [14], соответствует уменьшению измеренных значений сечений на 24%. В табл. 2 результаты этой работы приведены без изменений. Абсолютные погрешности экспериментальных данных, связанные с неточностями определения потока тормозного излучения и неточностями в определении эффективности гамма-счетчиков, приведены в табл. 3 и 4. Погрешности в абсолютных значениях сечений не приводятся лишь в работах [8, 13, 14].

Эксперименты в области энергий 120—400 *Мэв*. Экспериментальное исследование процесса упругого рассеяния γ -квантов на протонах в области энергий от 120 до 300 *Мэв* проводилось в Иллинойском университете США [21, 22], в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР [18—20] и в Боннском университете ФРГ [25, 26, 28]. Основные характеристики экспериментальных установок, которые использовались в области энергий выше порога фоторождения пионов, приведены в табл. 4.

В работе [21] протоны отдачи анализируются по импульсам с помощью магнитного спектрометра и регистрируются телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков, которыми измеряют удельные потери энергии и полную энергию протона. γ -Кванты регистрируются с помощью черенковского счетчика полного поглощения с радиатором из свинцового стекла. Энергетическое разрешение такого счетчика для γ -квантов с энергией 150 *Мэв* составляет $\pm 25\%$. В работе [22], выполненной несколькими годами позже, описана установка, в которой наряду со сцинтилляционными счетчиками применяют искровые камеры для регистрации протонов и γ -квантов. В работах [21, 22] приведены экспериментальные данные, относящиеся к энергетической зависимости сечения для угла 90° в области энергий 120—240 *Мэв*.

В работах [18—20] подробно исследованы угловые распределения дифференциального сечения упругого рассеяния фотонов на протонах для энергий 214 и 249 *Мэв*. При регистрации процесса (1) наблюдением совпадений между протоном отдачи и рассеянным фотоном диапазон углов, доступный для экспериментального исследования, ограничен со стороны малых углов вылета протонов увеличением общей фоновой загрузки счетчиков, а со стороны больших углов — минимальными значениями пробегов протонов, еще регистрируемых установкой. Области регистрации процесса упругого рассеяния фотонов для двух значений максимальной энергии спектра тормозного излучения 230 и 264 *Мэв* приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что в отмеченных областях углов и энергий регистрируются протоны только от процесса упругого рассеяния на водороде и не регистрируются протоны отдачи от процесса фоторождения пионов.

В работах [18—20] для регистрации протонов используется телескоп пропорциональных счетчиков. Причем в работе [20]

Таблица 4

Экспериментальная работа	[21]	[22]	[27]
	Бетатрон* Иллинойского университета, США		Синхротрон Корнел
<p>Максимальная энергия <i>Mev</i> Мониторирование пучка γ-квантов</p> <p>Детектор протонов:</p>	<p>300</p> <p>Толстостенная ионизационная камера, калориметр</p> <p>Магнитный спектрометр и телескоп из двух сцинтилляционных счетчиков. Между полюсами магнита расположена камера с He. Входное окно — майлар, толщиной 75 <i>мкм</i></p>	<p>335</p> <p>Квантометр</p> <p>Магнитный спектрометр и система из 2 сцинтилляционных счетчиков и 4 искровых камер.</p>	<p>1200</p> <p>Квантометр</p> <p>Телескоп из 4 сцинтилляционных счетчиков. Границы интервалов регистрации задавались по пробегу включением счетчиков на совпадения</p>
<p>Детектор γ-квантов: тип</p> <p>размер, <i>см</i></p>	<p>1. Черенковский счетчик полного поглощения из цилиндрических блоков свинцового стекла (два блока). 2. Блок свинцового стекла, погруженного в контейнер с водой</p> <p>1. $d = 22,8$ $l = 20,3$ 2. $d = 22,8$ $l = 20,3$</p>	<p>Система из чередующихся пластин Р1 (по 0,62 <i>см</i>), искровых камер (6 слоев) и пластических сцинтилляторов (по 1,25 <i>см</i>). Два набора</p> <p>—</p>	<p>1. Черенковский счетчик. 2. Сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадения</p> <p>1,38 × 38</p>
<p>Метод определения эффективности</p> <p>Водородная мишень: тип</p> <p>размер, <i>см</i></p>	<p>В пучке монохроматических электронов</p> <p>Майларовый (38 <i>мкм</i>) контейнер для жидкого водорода Форма чечевицы</p> <p>$d = 10,2$</p>	<p>—</p> <p>Майларовый цилиндрический контейнер (75 <i>мкм</i>)</p> <p>$d = 3,8$</p>	<p>—</p> <p>Цилиндрический контейнер, ориентированный перпендикулярно пучку</p> <p>$d = 5,7$</p>

[30]	[31]	[18]	[20]
Иллинойского университета, США		265-Мэв синхротрон ФИАН СССР	
1300 — Система из 3 сцинтилляционных счетчиков и 3 трековых искровых камер, расположенных в постоянном магнитном поле	1300 — Система из 4 искровых камер и 2 сцинтилляционных счетчиков с поглотителем между ними. Две искровые камеры, расположенные до магнита, две — после него	265 Толстостенная ионизационная камера. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ Телескоп из 3 пропорциональных и 1 сцинтилляционного счетчиков. Полная толщина вещества, приведенного к Al, 0,3 см	230—264 Квантометр Телескоп из 5 пропорциональных счетчиков и 1 сцинтилляционного. Полная толщина вещества, приведенная к Al 0,1 см
Система из искровой камеры со свинцовым конвертором (1,96 рад. ед.), сцинтилляционного счетчика, черенковского счетчика и ливневой искровой камеры со свинцовыми пластинами, суммарной толщиной 4 рад. ед.	Ливневая искровая камера со свинцовым конвертором, сцинтилляционный счетчик, 8 черенковских счетчиков полного поглощения, 1 сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадения	Слоистый счетчик из 2 пластин Рb по 0,8 см и 2 контейнеров с жидким сцинтиллятором	Слоистый счетчик из чередующихся пластин Рb и пластического сцинтиллятора Толщина 3,3—5,0 рад. ед.
—	—	—	—
Цилиндрический контейнер —	—	В монохроматическом пучке фотонов от распада нейтральных пионов Латунный (15 мм) цилиндрический аппендикс, ориентированный перпендикулярно пучку $d = 5,0$	В монохроматическом пучке фотонов, от распада нейтральных пионов Цилиндрический контейнер ориентированный перпендикулярно пучку $d = 5,0$

Экспериментальная работа	[24]	[22]	[27]
Характеристика ускорителя типа	Бетатрон Иллинойского* университетов, США		Синхротрон Корнел
Скорость счета, <i>имп/ч</i>	—	—	—
Результаты эксперимента:			
область энергий, <i>Мэв</i>	120—282	210—310	300—750
число точек	17	5	8
погрешность абсолютная, %	10	—	15
погрешность относительная, %	10—20	10—20	10
Экспериментальная работа	[17]	[7]	[34]
Характеристика ускорителя типа	Синхротрон ФИАН СССР	Синхротрон Массачусетского технологического института, США	
Максимальная энергия <i>Мэв</i>	227	900	2000
Мониторирование пучка γ -квантов	Квантометр. Реакция $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	Квантометр	—
Детектор протонов	Спектрометр по времени пролета. Стартовый сигнал выработывался счетчиком в гамма-телескопе	Система из 3 сцинтилляционных счетчиков, 2 искровых камер, черенковского счетчика и многослойной (30 пластин) пробеговой сцинтилляционной камеры	Система из 4 искровых камер и 2 сцинтилляционных счетчиков с поглотителем между ними. Две искровые камеры расположены до магнита и две — после него
Детектор γ -квантов тип	Телескоп из 6 сцинтилляционных счетчиков. АСССГС со свинцовым конвертором толщиной 5 мм	Ливневая искровая камера из 20 пластин Т1, толщиной по 0,11 рад. ед., и черенковского счетчика полного поглощения	Ливневая искровая камера со свинцовым конвертором, сцинтилляционный счетчик, 8 черенковских счетчиков полного поглощения 1 сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадения
размер, см		—	—

Продолжение табл. 4

[30]	[31]	[18]	[20]
ского университета, США		265-Мэв синхротрон ФИАН СССР	
4000	—	3—10	3—10
480—1420	568—1890	235—250	213—249
28	43	6	10
10	—	15	20
12	10—15	10	10
[29]	[24]	[42]	[25, 26, 28]
Синхротрон Токийского университета, Япония		Синхротрон Национальной лаборатории Фраскати, Италия	Синхротрон Боннского университета, ФРГ
700	1300	1000 (пучок фотонов поляризован при 320 Мэв) Квантометр	446 Квантометр
Квантометр Система из 4 сцинтилляционных счетчиков (1 см) и 3 искровых камер. Две камеры четырехслойные для определения, направления, одна пробеговая из 15 пластин Al (0,3 см)	Толстостенная ионизационная камера Система из 4 тонкостенных искровых камер, расположенных в постоянном магнитном поле, 3 сцинтилляционных счетчика и пробеговой искровой камеры с 24 графитовыми пластинами (по 1,5 см)	Система из 3 сцинтилляционных счетчиков и 3 искровых камер. Две камеры служат для измерения направления частицы, одна — для измерения пробега протонов	Пробеговый телескоп из 3 сцинтилляционных счетчиков. Два из них — счетчики удельной ионизации
5 ливневых искровых камер со стенками из латуни (по 3 мм) и алюминия (3 мм)	Годоскоп сцинтилляционных счетчиков с конвертором из P1, толщиной 0,5 см и черенковского счетчика полного поглощения	Система из сцинтилляционного антисовпадательного счетчика, ливневой искровой камеры с пластинами P _β , толщиной 1,7 рад. ед. и черенковского счетчика полного поглощения	Слоистый счетчик из чередующихся пластин P _β и пластического сцинтиллятора. Перед слоистым счетчиком размещается счетчик антисовпадений
Толщина 4,4 рад. ед.	—	—	Толщина 10 рад. ед.

Экспериментальная работа	[17]	[7]	[31]
Характеристика ускорителя типа	Синхротрон ФИАН СССР	Синхротрон Массачусетского технологического института, США	
Метод определения эффективности	В пучке меченых оротонов	—	—
Водородная мишень: тип	Цилиндрический контейнер, ориентированный перпендикулярно пучку	—	—
размер, см	$d = 7,3$	—	—
Скорость счета, имп/ч	—	900	—
Результаты эксперимента:			
область энергий, Мэв	180—210	535—832	870—1890
число точек	3	11	21
погрешность абсолютная, %	8	—	—
погрешность относительная, %	15	8	10—15

для уменьшения количества вещества на пути протонов применяется телескоп из пропорциональных счетчиков с проволочными

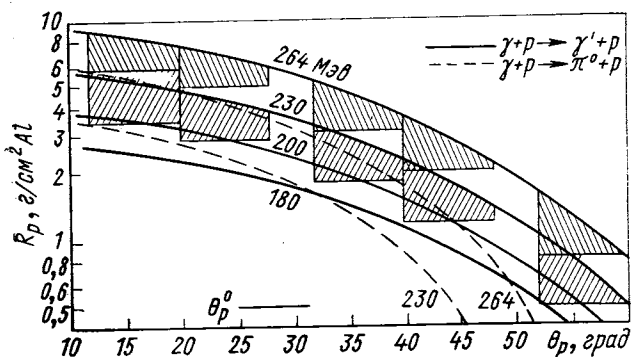


Рис. 3. Области регистрации комптоновского рассеяния на протонах при энергиях выше порога фоторождения пионов:

θ_p — угол вылета протона отдачи; R_p — пробег протона отдачи

катодами, а для осуществления быстрых γ -совпадений — сцинтилляционный счетчик с толщиной сцинтиллятора до 0,1 мм.

Продолжение табл. 4

[29]	[24]	[42]	[25, 26, 28]
Синхротрон * Токийского университета, Япония		Синхротрон Национальной лаборатории Фраскатти, Италия	Синхротрон Боннского университета, ФРГ
Расчет по Монте-Карло	—	—	—
Цилиндрический контейнер, ориентированный перпендикулярно пучку $d = 3,0$ 70—650	Цилиндрический контейнер $d = 3,0$ —	Цилиндрический контейнер, ориентированный вдоль пучка $l = 15$ —	Цилиндрический контейнер, ориентированный перпендикулярно пучку $d = 6,0$ —
314÷692	700÷800	300÷335	237÷430
9	2	1	25
5	—	—	5
25	70	20	10

Геометрия этого эксперимента дана на рис. 4. Телескоп для регистрации протонов отдачи располагается под углами 16, 24, 36, 44, 56 и 64°. Угол расположения гамма-счетчика рассчитывается

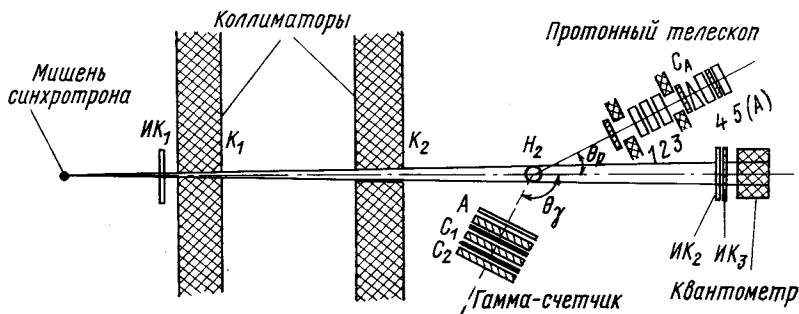


Рис. 4. Геометрия опытов [20] для исследования комптоновского рассеяния на протоне в области энергий 200—250 Мэв:

К₁, К₂ — коллиматоры γ -пучка; ИК₁, ИК₂, ИК₃ — тонкостенные ионизационные камеры; 1, 2, 3, 4, 5 (А) — пропорциональные счетчики с проволочными катодами; А, С₁, С₂, С₃ — сцинтилляционные счетчики

по формулам кинематики процесса упругого рассеяния и соответственно равен 140, 121, 94, 78, 50 и 42°. Рассеянные фотоны реги-

стрируются слоистым счетчиком, состоящим из чередующихся слоев свинца и сцинтиллятора. В работах [18, 20] большое внимание обращается на проведение различного рода фоновых измерений, среди которых следует указать на опыты под «сбитыми» углами расположения гамма-счетчика, не соответствующими корреляционным углам вылета протона отдачи и рассеянного γ -кванта. Эти опыты проводились с наполненной и пустой (вакуумной) мишенью, а также при «сбитой» временной задержке в канале гамма-счетчика. Основной источник фона — случайные совпадения, скорость счета которых совпадает с выходом, измеряемым от наполненной водородом мишени, но под «сбитым» углом расположения гамма-счетчика. Уровень фона составляет 10—20% измеряемого эффекта.

Результаты измерений, относящиеся к энергиям 249 *Мэв* [18, 20], оказывались в удовлетворительном согласии друг с другом и были объединены. Эти результаты приводятся в работе [20] и даны в табл. 2. Погрешности в определении дифференциальных сечений, приведенные в табл. 4 для результатов работ [18, 20], включают статистические погрешности измеренных выходов и неточности расчета сечений методом статистических испытаний.

Недавно в Боннском университете [25, 26, 28] получена большая группа данных, относящихся к области энергий от 237 до 430 *Мэв* для углов 90 и 110—130°. Экспериментальная установка Боннского университета по замыслу близка к установке Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР [18, 20]. В качестве счетчиков удельной ионизации в работах [26, 28] используются сцинтилляционные счетчики, поэтому область энергий фотонов примерно на 20 *Мэв* выше, чем в работах Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР, в которых для счетчиков удельной ионизации применяются пропорциональные счетчики с нитяными катодами.

В последнее время в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР проведено [17] экспериментальное исследование упругого рассеяния фотонов на протонах под углом 90° в с. п. и. в области энергий 180—220 *Мэв* с использованием спектрометра по времени пролета в субнаносекундной области для регистрации протонов. Схема эксперимента приведена на рис. 5. Синхротрон Физического института АН СССР на энергию 265 *Мэв* работает в режиме с максимальной энергией пучка тормозного излучения 227 *Мэв*. Телескоп для регистрации γ -квантов располагается под углом 76°. Протоны отдачи регистрируются счетчиком *P*, расположенным под углом 47° относительно первичного пучка фотонов на расстоянии 105 см от центра мишени с жидким водородом. Непосредственно за счетчиком *P* располагается счетчик *P*_А, включенный на антисовпадения для ограничения интервала

регистрации протонов со стороны высоких энергий, чтобы исключить регистрацию энергичных протонов от стенок водородной мишени. Сигналы от счетчиков Γ (в гамма-счетчике) и P поступают на стартовый и стоповый входы время-амплитудного преобразователя. Остальные счетчики установки служат для выработки управляющего триггерного сигнала.

Для получения удовлетворительной статистической погрешности вся область регистрации по временам пробега протонов от 10 и 40 $\mu\text{сек}$ разбита в процессе обработки экспериментальных данных на отдельные группы, ширина временного интервала

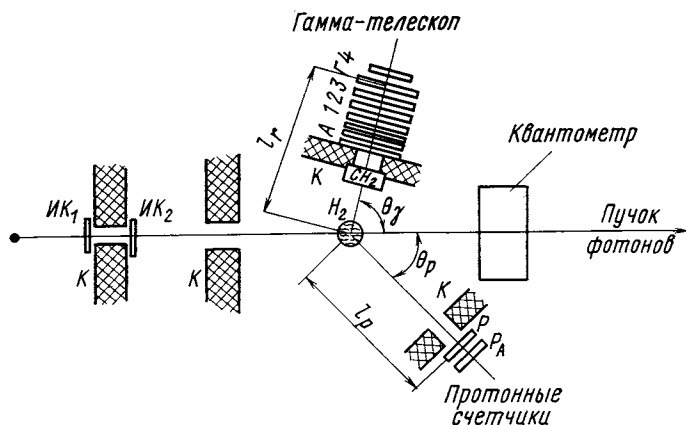


Рис. 5. Геометрия опыта [17] для исследования комптоновского рассеяния на протоне в области энергий 130—220 $M\text{эв}$: K — коллиматор; $ИК_1$, $ИК_2$ — тонкостенные ионизационные камеры; A , 1, 2, 3, 4, Γ , P , P_A — сцинтилляционные счетчики; H_2 — водородная мишень

в каждой из которых значительно превышает временное разрешение используемого спектрометра, равно $\pm 0,3 \mu\text{сек}$.

Фоновые измерения проводятся от пустой мишени и от мишени, наполненной водородом, при «сбитом» угле расположения гамма-телескопа. Результаты этих двух групп фоновых измерений совпали в пределах статистической погрешности и были объединены. Уровень фона составляет не более 30% измеряемого выхода. Основные характеристики всех экспериментальных установок приведены в табл. 4. Результаты измерений, как видно из рис. 11—18 находятся в удовлетворительном согласии.

Эксперименты в области энергий выше 400 $M\text{эв}$. Характерная особенность работ по исследованию процесса упругого рассеяния

γ -квантов в области высоких энергий заключается в применении искровых камер для наблюдения γ -квантов и протонов отдачи. С помощью этой методики можно определить пространственные

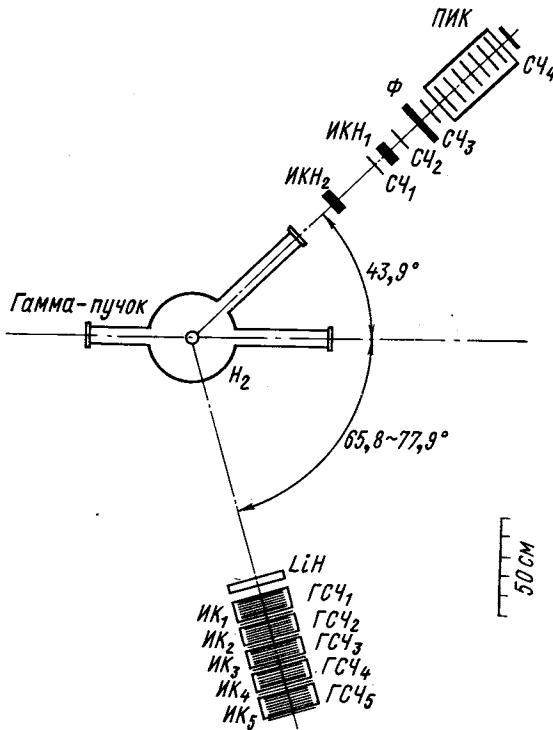


Рис. 6. Установка [29] для исследования комптоновского рассеяния на протоне с помощью искровых камер:

H_2 — водородная мишень; $ИКН_1$, $ИКН_2$ — искровые камеры в P -канале; $ИК_1$, ..., $ИК_5$ — искровые камеры в γ -канале; $СЧ_1$, ..., $СЧ_4$ — сцинтилляционные счетчики в P -канале; $ПИК$ — искровая камера для регистрации пробега протона отдачи; Φ — поглотитель; $ГСЧ_1$, ..., $ГСЧ_4$ — сцинтилляционные счетчики в γ -канале; LiH — поглотитель

координаты частиц и кинематически выделить процесс упругого рассеяния на плавно изменяющемся фоне от процесса фоторождения пионов. Эта методика идентификации процесса упругого рассеяния используется в большинстве работ, выполненных при высоких энергиях [7, 24, 29—31, 36—39]. Исключением являются

работы, выполненные на линейном ускорителе [40, 41] в Станфорде при энергии γ -квантов $17 \div 18$ Гэв.

Основные характеристики экспериментальных установок даны в табл. 4. Установка Токийского университета [29] по исследованию упругого рассеяния фотонов на протонах с использованием искровых камер приведена на рис. 6. Регистрация протонов в этом эксперименте осуществляется с помощью сцинтилляционных счетчиков и искровых камер, одна из которых предназначена для выделения интервала пробегов протонов. Рассеянные γ -кванты регистрируются пятью искровыми камерами и системой из пяти счетчиков полного поглощения. Применение искровых камер позволило с достаточной точностью фиксировать направление вылета протона отдачи и рассеянного фотона и провести кинематическое разделение реакций (1) и (2). Возможность такого разделения показана рис. 7, где дано распределение числа событий в зависимости от угла (координаты) вылета фотона. Распределение с резким максимумом (кривая 1 на рис. 7) соответствует корреляции между протоном и γ -квантом. Распределение фоновых событий, связанных с регистрацией протонов и γ -квантов от реакции (2), показано кривой 2.

Среди работ, выполненных в области энергий от 400 Мэв до 1,5 Гэв, следует отметить подробные измерения энергетической зависимости сечения для угла 90° , проведенные в Корнеллском университете [30] и Массачусетском технологическом институте [7] в области энергий γ -квантов до 1450 Мэв, и зависимость сечения от квадрата передаваемого импульса в области малых значений t , полученные на ускорителях в Станфорде [40, 41], Деши [26] и Массачусетском технологическом институте [37]. Определенный интерес представляет измерения сечения в пучке поляризованных γ -квантов, выполненные во Фраскати [42], и измерения поляризации протонов отдачи, выполненные на Токийском ускорителе [24]. Но те, и другие данные, как видно из табл. 2, обладают низкой статистической погрешностью.

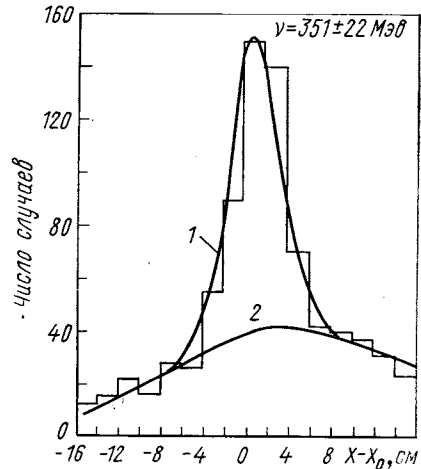


Рис. 7. Иллюстрация возможности кинематического разделения реакций (1) и (2) с помощью искровых камер в [29]:

1 — наблюдаемое число случаев $p\gamma$ -совпадений; 2 — рассчитанное число случаев $p\gamma$ -совпадений от реакции (2)

2. КИНЕМАТИКА

Обозначим 4-импульсы входящего и выходящего фотонов k_1 и k_2 , а импульсы входящего и выходящего нуклонов — p_1 и p_2 . Из этих векторов можно составить инварианты:

$$\left. \begin{aligned} s &= (p_1 + k_1)^2; \\ u &= (p_1 - k_2)^2; \\ t &= (k_2 - k_1)^2. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Полученные инварианты связаны между собой соотношением

$$s + u + t = 2m^2, \quad (4)$$

где m — масса нуклона.

В с. ц. и. s -канала инвариантные переменные s , u и t имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} s &= W^2; \\ u &= m^2 - 2\omega(E + \omega \cos \theta); \\ t &= -2\omega^2(1 - \cos \theta); \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

здесь W — полная энергия; $\omega = (s - m^2)/(2s^{1/2})$ — энергия фотона; $E = (s + m^2)/(2s^{1/2})$ — энергия нуклона; θ — угол рассеяния. В этом канале s является квадратом полной энергии, а t — квадратом передаваемого импульса.

В с. ц. и. t -канала имеем

$$\left. \begin{aligned} s &= -2\tilde{p}^2 - m^2 + 2\tilde{p}\tilde{E} \cos \psi; \\ u &= -2\tilde{p}^2 - m^2 - 2\tilde{p}\tilde{E} \cos \psi; \\ t &= 4\tilde{\omega}^2 = 4\tilde{E}^2, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где $\tilde{\omega}$ — энергия фотона; \tilde{p} и \tilde{E} — импульс и энергия нуклона; ψ — угол рассеяния. При этом $\cos \psi = (s - u)/4\tilde{p}\tilde{\omega} = (s - u)/[t(t - 4m^2)]^{1/2}$. Представим S -матрицу в виде

$$S_{fi} = \delta_{fi} + \frac{i m \delta(p_1 + k_1 - p_2 - k_2)}{(2\pi)^2 [4E_1 E_2 \omega_1 \omega_2]^{1/2}} \bar{u}(p_2) T_{fi} u(p_1); \quad (7)$$

здесь ω_1 и ω_2 — соответственно энергии начального и конечного фотонов; E_1 и E_2 — энергии начального и конечного нуклонов.

Для того чтобы найти инвариантную структуру амплитуды T_{fi} , выберем следующую систему ортогональных базисных векторов:

$$\left. \begin{aligned} K &= (k_1 + k_2)/2; \\ Q &= (k_2 - k_1)/2; \\ P' &= P - (PK)K/K^2; \quad N_\mu = i\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} P'_\nu K_\lambda Q_\sigma, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $P = (p_1 + p_2)/2$.

Тогда требование сохранения четности, градиентной инвариантности, инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению и условия перекрестной симметрии позволяет записать амплитуду T_{ji} в следующем виде [43—45]:

$$\begin{aligned} \bar{u}(p_2) T_{ji} u(p_1) = & -\bar{u}(p_2) \left\{ \frac{(e_2 P') (e_1 P')}{(P')^2} [T_1 + \hat{K} T_2] + \right. \\ & + \frac{(e_2 N) (e_1 N)}{N^2} [T_3 + \hat{K} T_4] + \frac{(e_2 P') (e_1 N) - (e_2 N) (e_1 P')}{(P')^2 K^2} \gamma_5 T_5 + \\ & \left. + \frac{(e_2 P') (e_1 N) + (e_2 N) (e_1 P')}{(P')^2 K^2} \gamma_5 \hat{K} T_6 \right\} u(p_1), \end{aligned} \quad (9)$$

где e_1 и e_2 — 4-векторы поляризации начального и конечного фотонов; амплитуды T_i — функции только инвариантных переменных s , u и t и обладают следующими свойствами симметрии по отношению к замене $s \rightleftharpoons u$:

$$\left. \begin{aligned} T_i(s, t) &= \eta_i T_i(u, t); \\ \eta_i &= \begin{cases} 1 & \text{для } i = 1, 3, 5, 6 \\ -1 & \text{для } i = 2, 4. \end{cases} \end{aligned} \right\}$$

Построенное с помощью инвариантных амплитуд T_i дифференциальное сечение (в с. п. и.) для рассеяния на нуклоне неполяризованных фотонов имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_0^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{1}{4e^4} \frac{m^2}{W^2} \{ (E^2 + m^2 - \omega^2 z) \cdot (|T_1|^2 + |T_3|^2) + \\ & + 2W\omega^2 (E + \omega z) (|T_2|^2 + |T_4|^2) + \\ & + 2m\omega (2E + \omega + \omega z) \operatorname{Re} (T_1 T_2^* + T_3 T_4^*) + \\ & + 2\omega^2 (1 - z) |T_5|^2 + 2\omega^2 W^2 (1 + z) |T_6|^2 \}, \end{aligned} \quad (10)$$

а для рассеяния фотонов, поляризованных под углом φ к плоскости рассеяния:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_0^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{1}{2e^4} \frac{m^2}{W^2} \{ [(E^2 + m^2 - \omega^2 z) |T_1|^2 + \\ & + 2W\omega^2 (E + \omega z) |T_2|^2 + 2m\omega (2E + \omega + \omega z) \operatorname{Re} T_1 T_2^*] \sin^2 \varphi + \\ & + [(E^2 + m^2 - \omega^2 z) |T_3|^2 + 2W\omega^2 (E + \omega z) |T_4|^2 + \\ & + 2m\omega (2E + \omega + \omega z) \operatorname{Re} T_3 T_4^*] \cos^2 \varphi + \\ & + \omega^2 (1 - z) |T_5|^2 + W^2 \omega^2 (1 + z) |T_6|^2 \}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $r_0 = e^2/(4\pi m)$; $z = \cos \theta$.

При рассеянии γ -квантов на неполяризованной мишени поляризация нуклонов отдачи в направлении, перпендикулярном к плоскости рассеяния, выражается следующим образом [45]:

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = - \frac{E\omega^2 \sin \theta}{32\pi m W} \operatorname{Im} (T_1 T_2^* + T_3 T_4^*). \quad (12)$$

Амплитуду рассеяния γ -квантов на нуклоне в с. ц. и. часто удобно представить в виде [46]:

$$\begin{aligned} \bar{u}(p_2) T_{fiu}(p_1) = & (\mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1) R_1 + (\mathbf{s}_2 \mathbf{s}_1) R_2 + \\ & + i(\sigma [\mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1]) R_3 + i(\sigma [\mathbf{s}_2 \mathbf{s}_1]) R_4 + \\ & + i[(\sigma \boldsymbol{\kappa}_1) (\mathbf{s}_2 \mathbf{e}_1) - (\sigma \boldsymbol{\kappa}_2) (\mathbf{s}_1 \mathbf{e}_2)] R_5 + \\ & + i[(\sigma \boldsymbol{\kappa}_2) (\mathbf{s}_2 \mathbf{e}_1) - (\sigma \boldsymbol{\kappa}_1) (\mathbf{s}_1 \mathbf{e}_2)] R_6, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\mathbf{s}_1 = [\boldsymbol{\kappa}_1 \mathbf{e}_1]; \quad \mathbf{s}_2 = [\boldsymbol{\kappa}_2 \mathbf{e}_2]; \quad \boldsymbol{\kappa}_1 = \mathbf{k}_1/\omega; \quad \boldsymbol{\kappa}_2 = \mathbf{k}_2/\omega.$$

Эти амплитуды R_i связаны с амплитудами T_i следующими зависимостями:

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= 2m \{ -(W-m)(R_1 z + R_2) + [(W+m) + \\ & \quad + (W-m)z] R_3 \} / (W^2 - m^2); \\ T_2 &= 2m \{ -(W-m)^2 (R_1 z + R_2) - [(W+m)^2 - \\ & \quad - (W-m)^2 z] R_3 \} / (W^2 - m^2)^2; \\ T_3 &= 2m \{ (W-m)(R_1 + R_2 z) - [(W+m) + \\ & \quad + (W-m)z] R_4 \} / (W^2 - m^2); \\ T_4 &= 2m \{ (W-m)^2 (R_1 + R_2 z) + [(W+m)^2 - \\ & \quad - (W-m)^2 z] R_4 \} / (W^2 - m^2)^2; \\ T_5 &= 2mW \{ (1-z)(R_6 - R_5) + R_3 - R_4 \} / (W^2 - m^2); \\ T_6 &= 2m \{ (1+z)(R_5 + R_6) + R_3 + R_4 \} / (W^2 - m^2). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Рассмотрим спиральные амплитуды [45] для комptonовского рассеяния $\langle \xi_2, \lambda_2 | T | \xi_1, \lambda_1 \rangle$, где $|\xi_i, \lambda_i\rangle$ означают состояния с нуклонной спиральностью ξ_i и фотонной спиральностью λ_i . Шесть линейно-независимых амплитуд и их парциально-волновое разложение можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &\equiv \left\langle \frac{1}{2}, 1 | T | \frac{1}{2}, 1 \right\rangle = \frac{1}{\omega} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) \phi_{-1/2, -1/2}^J \times \\ & \quad \times d_{-1/2, -1/2}^J(\theta); \\ \phi_2 &\equiv \left\langle -\frac{1}{2}, -1 | T | \frac{1}{2}, 1 \right\rangle = \frac{1}{\omega} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) \phi_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^J \times \\ & \quad \times d_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^J(\theta); \\ \phi_3 &\equiv \left\langle \frac{1}{2}, -1 | T | \frac{1}{2}, 1 \right\rangle = \frac{1}{\omega} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) \phi_{-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}^J \times \\ & \quad \times d_{-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}^J(\theta); \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \phi_4 &\equiv \left\langle -\frac{1}{2}, 1 | T | \frac{1}{2}, 1 \right\rangle = \frac{1}{\omega} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) \phi_{-\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}}^J \times \\
 &\quad \times d_{-\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}}^J(\theta); \\
 \phi_5 &\equiv \left\langle -\frac{1}{2}, 1 | T | -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle = \frac{1}{\omega} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) \phi_{-\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}}^J \times \\
 &\quad \times d_{-\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}}^J(\theta); \\
 \phi_6 &\equiv \left\langle \frac{1}{2}, -1 | T | -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle = \frac{1}{\omega} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) \phi_{-\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}^J \times \\
 &\quad \times d_{-\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}^J(\theta).
 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Амплитуды ϕ_i и T_i связаны между собой следующим образом:

$$\phi_1 = \cos(\theta/2) [m(T_3 - T_1) + \omega W(T_4 - T_2) - 2\omega W T_6];$$

$$\phi_2 = -\sin(\theta/2) [E(T_1 + T_3) + m\omega(T_2 + T_4) - 2\omega T_5];$$

$$\phi_3 = \cos(\theta/2) [m(T_1 + T_3) + \omega W(T_2 + T_4)];$$

$$\phi_4 = -\sin(\theta/2) [E(T_3 - T_1) + m\omega(T_4 - T_2)];$$

$$\phi_5 = \cos(\theta/2) [m(T_3 - T_1) + \omega W(T_4 - T_2) + 2\omega W T_6];$$

$$\phi_6 = \sin(\theta/2) [E(T_1 + T_3) + m\omega(T_2 + T_4) + 2\omega T_5].$$

Дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных γ -квантов можно выразить через амплитуды ϕ_i

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{2} \frac{1}{64\pi^2 s} \{ |\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + \\
 &+ 2|\phi_3|^2 + 2|\phi_4|^2 + |\phi_5|^2 + |\phi_6|^2 \}.
 \end{aligned}$$

Спиральные амплитуды для γN -рассеяния в t -канале имеют следующий вид:

$$\Sigma_1 \equiv \left\langle 1, 1 | T | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{(\tilde{p}\omega)^{1/2}} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) G_{0,0}^J d_{0,0}^J(\psi);$$

$$\Sigma_2 \equiv \left\langle 1, -1 | T | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{(\tilde{p}\omega)^{1/2}} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) G_{2,0}^J d_{2,0}^J(\psi);$$

$$\Sigma_3 \equiv \left\langle -1, -1 | T | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{(\tilde{p}\omega)^{1/2}} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) \bar{G}_{00}^J d_{00}^J(\psi);$$

$$\Sigma_4 \equiv \left\langle 1, -1 | T | \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{(\tilde{p}\omega)^{1/2}} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) G_{2,1}^J d_{2,1}^J(\psi);$$

$$\Sigma_5 \equiv \left\langle -1, 1 \mid T \mid \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{(\tilde{\rho}\tilde{\omega})^{1/2}} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) G_{-2, 1}^J d_{-2, 1}^J(\psi);$$

$$\Sigma_6 \equiv \left\langle 1, 1 \mid T \mid \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{(\tilde{\rho}\tilde{\omega})^{1/2}} \sum_J \left(J + \frac{1}{2} \right) G_{0, 1}^J d_{0, 1}^J(\psi).$$

Эти амплитуды Σ_i связаны с амплитудами T_i следующим образом:

$$\Sigma_1 = \tilde{p}(T_1 + T_3) + \tilde{\omega}m \cos \psi (T_2 + T_4) + 2\tilde{\omega}T_5;$$

$$\Sigma_2 = \tilde{p}(T_3 - T_1) - \tilde{\omega}m \cos \psi (T_2 - T_4);$$

$$\Sigma_3 = \tilde{p}(T_1 + T_3) + \tilde{\omega}m \cos \psi (T_2 + T_4) - 2\tilde{\omega}T_5;$$

$$\Sigma_4 = -\tilde{\omega}^2 \sin \psi (T_4 - T_2) + 2\tilde{\rho}\tilde{\omega} \sin \psi T_6;$$

$$\Sigma_5 = -\tilde{\omega}^2 \sin \psi (T_4 - T_2) - 2\tilde{\rho}\tilde{\omega} \sin \psi T_6;$$

$$\Sigma_6 = -\sin \psi \tilde{\omega}^2 (T_2 + T_4).$$

Разложим амплитуды R_i по парциальным волнам [47]. С этой целью введем обозначения для парциальных амплитуд электрических E и магнитных M переходов: $f_{EE}^{L\pm}$, $f_{MM}^{L\pm}$, $f_{ME}^{L\pm}$. Здесь $f_{EE}^{L\pm}$ — амплитуда комптоновского рассеяния фотона с угловым моментом L и полным моментом γN -системы $J = L \pm 1/2$. В результате функции R_i можно представить в следующем виде:

$$R_1 = f_{EE}^{-1} + 2f_{EE}^{1+} + 2zf_{EE}^{2-} - f_{MM}^{2-} + 6zf_{EE}^{3+};$$

$$R_2 = f_{MM}^{1-} + 2f_{MM}^{1+} + 2zf_{MM}^{2-} - f_{EE}^{2-} - 3f_{EE}^{3+};$$

$$R_3 = f_{EE}^{1-} - f_{EE}^{1+} + 2zf_{EE}^{2-} + f_{MM}^{2-}/2 - 4zf_{EE}^{3+} + 2\sqrt{3}f_{EM}^{1+};$$

$$R_4 = f_{MM}^{1-} - f_{MM}^{1+} + 2zf_{MM}^{2-} + f_{EE}^{2-}/2 - f_{EE}^{3+} + 2\sqrt{3}f_{ME}^{1+};$$

$$R_5 = -f_{EE}^{2-} - 2\sqrt{3}f_{ME}^{1+} + 2f_{EE}^{3+};$$

$$R_6 = -f_{MM}^{2-} - 2\sqrt{3}f_{EM}^{1+}.$$

Условие унитарности S -матрицы позволяет выразить мнимые части амплитуд γN -рассеяния через амплитуды фотопоглощения на нуклоне. Если ограничиться фоторождением одиночных л-мезонов, то получаем выражение парциальных волн γp -рассеяния через парциальные волны фоторождения:

$$\begin{aligned} \text{Im } f_{EE}^{-} &= \nu_0 |E_{0+}|^2; & \text{Im } f_{MM}^{-} &= \nu_0 |M_{1-}|^2; \\ \text{Im } f_{EE}^{2-} &= \nu_0 |E_{1+}|^2; & \text{Im } f_{MM}^{2-} &= \nu_0 |M_{2-}|^2; \\ \text{Im } f_{EE}^{1+} &= \nu_0 |E_{2-}|^2; & \text{Im } f_{MM}^{1+} &= \nu_0 |M_{1+}|^2; \\ \text{Im } f_{EE}^{2+} &= \nu_0 |E_{3-}|^2; & \text{Im } f_{ME}^{1+} &= \nu_0 \text{Re } M_{1+} E_{1+}^*; \\ & & \text{Im } f_{EM}^{1+} &= \nu_0 \text{Re } E_{2-} M_{2-}. \end{aligned} \quad (16)$$

Величина $v_0 = mq/(8\pi W)$, где q — импульс π -мезона в с. п. и. Парциальные волны фоторождения в (16) следующим образом связаны с мультипольными амплитудами фоторождения с определенными значениями для изоспина и полного момента:

а) для рождения π^{\pm} -мезонов

$$E_{l\pm}^{(+)} = \sqrt{2}[-E_{3J} \exp(i\alpha_{3J}) + E_{1J} \exp(i\alpha_{1J})]/3 + \\ + \sqrt{2} A_S \exp(i\alpha_{1J});$$

б) для рождения π^0 -мезонов

$$E_{l\pm}^{(0)} = [2E_{3J} \exp(i\alpha_{3J}) + E_{1J} \exp(i\alpha_{1J})]/2 + A_S \exp(i\alpha_{1J}).$$

3. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД γN -РАССЕЯНИЯ

Введение

Впервые дисперсионные соотношения (д. с.) для амплитуд комптоновского рассеяния вперед рассмотрены М. Гелл-Манном, М. Л. Голдбергером и В. Е. Тиррингом [48]. Эти авторы, используя условие причинности, пришли к д. с. Крамерса и Кронига [49].

Дисперсионные соотношения для амплитуд γN -рассеяния на произвольный угол впервые были предложены Н. Н. Боголюбовым и Д. В. Ширковым [50]. Строгое доказательство д. с. для комптоновского рассеяния на нуклоне на любой угол в e^2 -приближении дали А. А. Логунов и П. С. Исаев [51], используя при этом метод, предложенный Н. Н. Боголюбовым [52].

Оме и Тейлор [53] на основе локальной коммутативности и спектральных условий доказали справедливость д. с. для комптоновского рассеяния на нуклоне при условии, что квадрат передаваемого импульса t находится в интервале $0 \geq t > -12\mu^2$.

Перейдем к рассмотрению работ, в которых на основе д. с. дан численный анализ комптоновского рассеяния на нуклоне. Первые численные оценки сделаны в работе [48]. Чини и Строфолини [54] провели анализ д. с. для амплитуд рассеяния γ -квантов, поляризованных параллельно и антипараллельно спину протона, и получили зависимость дифференциального сечения под углом 0° от энергии.

Каппс [55], анализируя д. с., которые приведены в работе [48], для амплитуд рассеяния γ -квантов, поляризованных параллельно и антипараллельно спину протона, а также используя д. с., полученные Матьюзом [56], построил дифференциальные сечения γp -рассеяния для произвольного угла. При этом он ограничился в разложении амплитуды минимальным числом парциальных волн,

Матьюзом [56] рассмотрено шесть независимых амплитуд в системе координат Брайта. Эти амплитуды разложены им в ряд по квадрату передаваемого импульса и отброшены члены со степенью больше чем единица. Для коэффициентов разложения им написаны д. с. с вычитанием. При этом в амплитуды рассеяния вошли 22 неизвестные вычитательные константы, двенадцать из которых найдены автором из низкоэнергетического предела. Оставшиеся десять констант определены Матьюзом с помощью борновского приближения. Полученные д. с. анализируются в статическом пределе. При численном анализе д. с. в мнимой части амплитуды рассеяния удерживаются вклады от S -волны (E_{0+}) и первого резонанса (M_{1+}) из амплитуды фоторождения λ -мезонов на протоне. В этой же работе Матьюз показал, что для согласования с низкоэнергетическим пределом необходимо писать д. с. с вычитанием.

Акиба и Сато [57] построили шесть нековариантных амплитуд и написали для них д. с., пренебрегая отдачей. Разложив эти амплитуды по парциальным волнам и ограничившись полным моментом $J \leq 3/2$, получили систему соотношений для парциальных волн. По найденным парциальным волнам построено дифференциальное сечение для γp -рассеяния под любым углом. При вычислении мнимой части ими учтены вклады от E_{0+} , M_{1+} и E_{1+} , причем парциальная амплитуда E_{1+} берется равной M_{1+} или 0. Для нахождения некоторых вычитательных констант используется теория возмущений.

Лапидус и Чжоу Гуан-чжао [44, 58] применяли д. с. для комбинации ковариантных амплитуд под 0° . Выражая эти амплитуды через парциальные волны, они получили систему соотношений для парциальных волн с $J \leq 3/2$. Ими было показано, что учет фоторождения λ -мезонов в S -состоянии [44] приводит к появлению в энергетической зависимости амплитуд и сечений околопороговых немонотонностей (каспов).

Численные результаты, полученные в рассмотренных выше работах, не согласуются в области энергий налетающего γ -кванта 180—220 $Mэв$ с экспериментальными данными по энергетической зависимости дифференциальных сечений рассеяния под углами $\theta = 90$ и 135° . Для устранения этого разногласия Джакоб, Матьюзом [59] добавлен π^{50} -мезонный полюс к полученным ранее Матьюзом д. с. [56]. Вопрос о том, что этот полюс дает существенный вклад в комптоновское рассеяние на нуклоне, первоначально рассмотрен Лоу. Джакоб и Матьюз нашли, что наилучшее согласие с экспериментом получается для времени жизни π^0 -мезона $\tau_{\pi^0} = 10^{-18}$ сек. Однако Лапидус и Чжоу Гуан-чжао [60] показали, что если π^0 -мезон распадается на два γ -кванта преимущественно через нуклон-антинуклонную пару, как это рассмотрено в работе [61], то он должен давать вклад в амплитуду

рассеяния γ -квантов на нуклонах со знаком, противоположным тому, который брался Джакобом и Матьюзом. Следовательно, в этом случае несогласие с экспериментом должно еще больше увеличиваться. Чтобы ликвидировать это расхождение, Контогурис [62] учел двуххионный изоскалярный резонанс с $J = 0$; кроме того, он рассмотрел амплитуду E_{1+} и показал, что ее вклад может быть существенным для энергий выше 250 *Мэв*.

Контогурис, Вергенелакис [63], используя д. с. из [59], рассматривали одновременно двуххионный резонанс, π^0 - и η -мезоны. При этом вычет π^0 -мезона брался с тем же знаком, что и в работе [60], а относительно вычета η -мезонного полюса предполагалось, что он входит со знаком, противоположным знаку вычета в π^0 -мезонном полюсе, т. е. со знаком, уменьшающим дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на протоне в области малых энергий.

В работе [63] исследована энергетическая зависимость дифференциальных сечений рассеяния неполяризованных и поляризованных фотонов под углом $\theta = 90^\circ$. Если для неполяризованных фотонов двуххионный резонанс с $J = 0$, $I = 0$ и η -мезон уменьшают сечение, то для поляризованных фотонов двуххионный резонанс увеличивает отношение сечений $d\sigma_{\parallel}/d\sigma_{\perp}$, а η -мезон уменьшает это отношение ($d\sigma_{\parallel}$ означает дифференциальное сечение рассеяния γ -квантов, поляризованных параллельно, а $d\sigma_{\perp}$ — перпендикулярно к плоскости рассеяния).

Мюллер [64] показал, что расхождение с экспериментом можно уменьшить, если учесть вклад члена запаздывания (π^+ -мезонный полюс в амплитуде фоторождения). При этом Мюллер использовал одномерные д. с. при фиксированном t с вычитанием. Дисперсионные соотношения применялись к инвариантным амплитудам.

Заметим, что в большинстве перечисленных работ использовались одномерные д. с. с вычитанием для амплитуд рассеяния под 0° . Это связано с тем обстоятельством, что д. с. при фиксированном квадрате передаваемого импульса t содержат вычитательные функции, зависящие от t . И только для угла рассеяния $\theta = 0^\circ$ эти функции можно определить через низкоэнергетический предел, в то время как для угла рассеяния, отличного от 0° , вычитательные функции остаются неизвестными. Использование же д. с. для амплитуд рассеяния под 0° с последующим восстановлением амплитуды под любым углом приводит к тому, что только небольшое число парциальных волн в амплитудах рассеяния можно учесть. В работах, где д. с. строились для амплитуд рассеяния на произвольный угол, предполагалось, что вычитательная функция определяется или просто низкоэнергетическим пределом [65], или низкоэнергетическим пределом плюс π^0 -мезонный полюс [64].

Вопрос, связанный с нахождением вычитательных функций, можно решить, если исходить из двойных д. с. и строить д. с. для

парциальных волн [66, 67] или д. с. при фиксированном угле [45]. Кроме того, в этих подходах, в отличие от обычных одномерных д. с., естественным и последовательным образом появляются вклады от аннигиляционного канала. Эти же вопросы можно также решить, если при построении одномерных д. с. с вычитанием одновременно использовать одномерные д. с. при различных фиксированных инвариантных параметрах. В дальнейшем более подробно остановимся на последнем подходе и на д. с. при фиксированном угле рассеяния.

Дисперсионные соотношения при фиксированном угле рассеяния

Рассмотрим аналитические свойства амплитуды рассеяния как функции двух комплексных переменных. При этом предположим, что амплитуда рассеяния — аналитическая функция во всем пространстве двух переменных, за исключением полюсов и разрезов вдоль некоторых гиперплоскостей. Положение полюсов и разрезов по соответствующей переменной определяется из условия унитарности для амплитуды рассеяния в том канале, в котором данная переменная является полной энергией. Дважды применяя теорему Коши, получаем двойные д. с. [68] без вычитания для амплитуды рассеяния γ -квантов нуклонами:

$$\begin{aligned}
 T_i(s, u, t) = & \mathcal{F}_i + \frac{1}{\pi^2} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} du' \times \\
 & \times \frac{\rho_{12}(s'u')}{(s'-s)(u'-u)} + \frac{1}{\pi^2} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \int_{4\mu^2}^{\infty} du' \times \\
 & \times \frac{\rho_{13}(s', t')}{t'-t} \left(\frac{1}{s'-s} + \frac{\eta_i}{s'-u} \right), \quad (17)
 \end{aligned}$$

где μ — масса π -мезона; \mathcal{F}_i — однонуклонные и π^0 -мезонный полюса;

$$\mathcal{F}_i = r_i [1/(m^2 - s) + \eta_i/(m^2 - u)] + \delta_i/(\mu^2 - t). \quad (18)$$

Величины r_i и δ_i в (18) имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned}
 r_1 = -2e^2 m (1 + \tau_3)/2; \quad r_4 = e^2 [(1 + \lambda_p)^2 \times \\
 \times (1 + \tau_3)/2 + \lambda_n^2 (1 - \tau_3)/2]; \\
 r_2 = -e^2 (1 + \tau_3)/2; \quad r_5 = e^2 m (1 + \lambda_p) \times \\
 \times (1 + \tau_3)/2; \\
 r_3 = 0; \quad r_6 = -e^2 (1 + \lambda_p) (1 + \tau_3)/2; \\
 \delta_i = 0 \text{ для } i \neq 5; \\
 \delta_5 = \mu_{\pi^0}^2 g_{\pi NN} F_{\pi} \tau_3/2; \quad F_{\pi} = [6\pi \Gamma \dots
 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \delta_5 = \mu_{\pi^0}^2 g_{\pi NN} F_{\pi} \tau_3/2; \quad F_{\pi} = [6\pi \Gamma \dots
 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

здесь λ_p и λ_n — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона; $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}$ — ширина распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Мнимые части амплитуд в s - и t -каналах даются выражениями:

$$A_i^{(s)}(s, t, u) = \text{Im } T_i^{(s)}(s, u, t) = \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} du' \times \\ \times \frac{\rho_{12}(u', s)}{u' - u} + \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} dt' \frac{\rho_{13}(t', s)}{t' - t_i} \quad \text{для } s \geq (m + \mu)^2; \\ A_i^{(t)}(s, t, u) = \text{Im } T_i^{(t)}(s, t, u) = \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \rho_{13}(s', t) \times \\ \times \left(\frac{1}{s' - s} + \frac{\eta_i}{s' - u} \right) \quad \text{для } t \geq 4\mu^2.$$

Определим следующие функции:

$$A_i^{(s)}(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} du' \frac{\rho_{12}(x, u')}{u' - u(x)} + \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} dt' \frac{\rho_{13}(x, t')}{t' - y} \\ \text{для } x \geq (m + \mu)^2 \quad (21)$$

и

$$A_i^{(t)}(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \rho_{13}(s', y) \left(\frac{1}{s' - x} + \frac{\eta_i}{s' - u(x)} \right) \\ \text{для } y > 4\mu^2, \quad (22)$$

где

$$u(x) = x^{-1} [m^4 - (x - m^2)^2 (1 + \cos \theta)] / 2; \\ t(x) = -[(x - m^2)^2 / 2x] (1 - \cos \theta).$$

Определения (21) и (22) удобны для получения д. с. при фиксированном $\cos \theta$, в которых право- и левосторонние разрезы разделены. Чтобы получить такие д. с., применим тождество

$$\int \frac{f(x', y(x))}{x' - x - i\epsilon} dx' \equiv \int \frac{f(x', y(x)) dx'}{x' - x - i\epsilon} + \\ + P \int \frac{f(x', y(x))}{x' - x} dx' - P \int \frac{f(x', y(x)) dx'}{x' - x}$$

к знаменателям в (17).

После идентификации различных вкладов получим [45]

$$\begin{aligned}
 T_i(s, \cos \theta) = & \mathcal{F}_i + \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \frac{A_i^{(s)}(s', t(s'))}{s' - s} + \\
 & + \frac{2\eta_i}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{du'}{u_-(u') - u_+(u')} \left\{ \frac{u_+(u')}{u_+(u') - s(1 + \cos \theta)} A_i^{(s)}\left(u', t\left(\frac{u_+(u')}{1 + \cos \theta}\right)\right) - \right. \\
 & \left. - \frac{u_-(u')}{u_-(u') - s(1 + \cos \theta)} A_i^{(s)}\left(u', t\left(\frac{u_-(u')}{1 + \cos \theta}\right)\right) \right\} + \\
 & + \frac{2}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{dt'}{t_-(t') - t_+(t')} \left\{ \frac{t_+(t')}{t_+(t') - s(1 - \cos \theta)} A_i^{(t)}\left(t', \frac{t_+(t')}{1 - \cos \theta}\right) - \right. \\
 & \left. - \frac{t_-(t')}{t_-(t') - s(1 - \cos \theta)} A_i^{(t)}\left(t', \frac{t_-(t')}{1 - \cos \theta}\right) \right\}, \quad (23)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 u_{\pm}(x) &= m^2(1 + \cos \theta) - x \pm \{[m^2(1 + \cos \theta) - x]^2 + m^4 \sin^2 \theta\}^{1/2}; \\
 t_{\pm}(x) &= m^2(1 - \cos \theta) - x \pm \{[m^2(1 - \cos \theta) - x]^2 - m^4(1 - \cos \theta)^2\}^{1/2}.
 \end{aligned}$$

Рассмотрим структуру сингулярностей соотношения (23) в s -плоскости. Вклад от правостороннего разреза $s \geq (m + \mu)^2$ дается первым интегралом в (23). Знаменатели $u_{\pm}(u') - s(1 + \cos \theta) = 0$ дают разрезы $-\infty \leq s \leq u_-(\cos \theta)$ и $0 \leq s \leq u_+(\cos \theta)$; здесь $u_{\pm}(\cos \theta) = u_{\pm}(m + \mu)^2 / (1 + \cos \theta)$. Разрез $0 \leq s \leq u_+$ называется крессовым физическим разрезом. Если $4\mu^2 > 2m^2(1 - \cos \theta)$, то третий интеграл берется вдоль реального разреза $-\infty \leq s \leq \tau_-(\cos \theta)$, $\tau_+(\cos \theta) \leq s \leq 0$, где $\tau_{\pm}(\cos \theta) = t_{\pm}(4\mu^2) / (1 - \cos \theta)$. Если же $4\mu^2 < t' < 2m^2(1 - \cos \theta)$, то при $|s| = m^2$ разрез будет комплексным, т. е. $(\operatorname{Re} s + i \operatorname{Im} s)(1 - \cos \theta) = t_{\pm}(t')$, и $\operatorname{Re} s = m^2 - 4\mu^2 / (1 - \cos \theta)$, $\operatorname{Im} s = \pm (m^4 - (\operatorname{Re} s)^2)^{1/2}$. С другой стороны, при $4\mu^2 < 2m^2(1 - \cos \theta)$ разрез реальный и идет вдоль $-\infty \leq s \leq 0$. Положим на разрезе по окружности $s = m^2 \exp(i\alpha)$, тогда t будет иметь вид

$$t = 4m^2 \sin^2(\theta/2) \sin^2(\alpha/2). \quad (24)$$

Во втором интеграле в интервале $-\infty \leq s \leq u_-(\cos \theta)$ приходится иметь дело с функцией $A_i^{(s)}(u', t)$ ($u_-(\cos \theta) / (1 + \cos \theta)$) для нефизических значений угла рассеяния, так что разложение этой функции по полиномам Лежандра не сходится. Поэтому при численном анализе дисперсионных соотношений при фиксированном угле [69] приходится, основываясь на философии ближайших сингулярностей, ограничиваться вкладом в рассматриваемый интеграл только от крессового физического разреза.

В третьем интеграле при использовании разложения по парциальным волнам в t -канале можно вычислить вклад только от части разреза по кругу. Указанное разложение сходится для $-40^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$, что, согласно (24), позволяет последовательно учесть только вклады ближайших особенностей по t .

Дисперсионные соотношения (23) написаны без вычитания. Эти д. с. не дают низкоэнергетического предела в явном виде для амплитуд T_1 , T_3 , T_5 и T_6 . Поэтому напомним для амплитуд T_i ($i = 1, 3, 5, 6$) д. с. при фиксированном угле рассеяния с одним вычитанием [45]:

$$\begin{aligned}
 T_i(s, \cos \theta) = & T_i(m^2, \cos \theta) + \overline{\mathcal{P}}_i + \frac{s-m^2}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \frac{A_i^{(s)}(s', t(s'))}{(s'-m^2)(s'-s)} + \\
 & + \frac{2\eta_i}{\pi} (s-m^2) (1+\cos \theta) \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{ds'}{u_-(s')-u_+(s')} \times \\
 & \times \left\{ \frac{u_+(s') A_i^{(s)}(s', t(u_+(s')/[1+\cos \theta]))}{[u_+(s')-s(1+\cos \theta)][u_+(s')-m^2(1+\cos \theta)]} - \right. \\
 & - \frac{u_-(s') A_i^{(s)}(s', t(u_-(s')/[1+\cos \theta]))}{[u_-(s')-s(1+\cos \theta)][u_-(s')-m^2(1+\cos \theta)]} + \frac{2}{\pi} (s-m^2) \times \\
 & \times (1-\cos \theta) \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{dt'}{t_-(t')-t_+(t')} \times \\
 & \times \left\{ \frac{t_+(t') A_i^{(t)}(t', t_+(t')/[1-\cos \theta])}{[t_+(t')-s(1-\cos \theta)][t_+(t')-m^2(1-\cos \theta)]} - \right. \\
 & - \left. \frac{t_-(t') A_i^{(t)}(t', t_-(t')/[1-\cos \theta])}{[t_-(t')-s(1-\cos \theta)][t_-(t')-m^2(1-\cos \theta)]} \right\}, \quad (25)
 \end{aligned}$$

где

$$\overline{\mathcal{P}}_i = \frac{(s-m^2) r_i \sin^2 \theta}{2m^2 [2m^2 + (s-m^2)(1+\cos \theta)]} - \frac{(s-m^2)(1-\cos \theta) \delta_i}{\mu^2 [2\mu^2 s + (s-m^2)(1-\cos \theta)]} \quad (26)$$

и

$$\begin{aligned}
 T_1(m^2, \cos \theta) &= -e^2 (1 + \tau_3) (1 - \cos \theta) / 2m; \\
 T_3(m^2, \cos \theta) &= e^2 [2\lambda_p (1 + \tau_3) / 2 + \lambda^2] / m; \\
 T_5 &= (m^2, \cos \theta) = \\
 &= e^2 [(2\lambda_p (1 + \tau_3) / 2 + \lambda^2) + (1 + \lambda_p) (1 + \tau_3) (1 - \cos \theta) / 2] / 2m; \\
 T_6(m^2, \cos \theta) &= e^2 [-\lambda^2 - (1 + \lambda_p) (1 + \tau_3) (1 - \cos \theta) / 2] / 2m^2, \\
 \lambda &= \lambda_p (1 + \tau_3) / 2 + \lambda_n (1 - \tau_3) / 2. \quad (27)
 \end{aligned}$$

Численные расчеты проведены Кюберле [69] только для д. с. (23) без вычитания. При этом в t -канале учитываются вклад π^0 -мезона и вклад лл-взаимодействия в резонансной модели с использованием фазового сдвига лл-взаимодействия [70] и в резонансной модели. Разногласие с экспериментом в области 200 Мэв (особенно под 90°) и в районе резонансной энергии сохраняется.

Дисперсионные соотношения с вычитанием при фиксированном t

Характерный для рассмотренных работ [45, 66, 67, 69] подход заключается в том, что исследуемые в этих случаях функции обладают сложными аналитическими свойствами в комплексной плоскости переменной s . Это приводит к дополнительным предположениям при проведении численных расчетов. Этих недостатков можно избежать, если построить для амплитуд $T_i(s, u, t)$ одномерные д. с. при фиксированном $t \leq 0$ с вычитанием, а для нахождения вычитательных функций использовать одномерные д. с. при фиксированном u и низкоэнергетический предел [71–76].

Будем предполагать, что амплитуды $T_i(s, u, t)$ ($i = 1, 3, 5, 6$) удовлетворяют следующим асимптотическим условиям:

$$T_i(s, t) \xrightarrow[s \rightarrow \infty]{t_{\text{фикс}}} s^{\alpha(t)}, \quad \alpha(t=0) \leq 1; \quad (28)$$

$$T_i(u, t) \xrightarrow[u_{\text{фикс}}]{t \rightarrow \infty} t^{\alpha(u)}; \quad (29)$$

$$T_i(u, s) \xrightarrow[s \rightarrow \infty]{u_{\text{фикс}}} s^{\alpha(u)}, \quad \alpha(u=m^2) < 1. \quad (30)$$

Эти асимптотические условия согласуются с тем, что дают для амплитуд T_i полюсная теория Редже и экспериментальные данные по $\alpha(u)$ [77].

Условие (28) позволяет написать для амплитуд T_i д. с. по s и u при фиксированном $t \leq 0$ с одним вычитанием в точке u_0 :

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} T_i(s, u, t) = & r_i \left(\frac{1}{m^2 - s} - \frac{1}{m^2 - s_0} \right) + r_i \left(\frac{1}{m^2 - u} - \frac{1}{m^2 - u_0} \right) + \\ & + \frac{u - u_0}{\pi} P \int_{(m+u)^2}^{\infty} ds' A_i^{(s)}(s', t) \left\{ \frac{1}{(s' - u)(s' - u_0)} - \frac{1}{(s' - s)(s' - s_0)} \right\} + \\ & + \operatorname{Re} T_i(u_0, t), \end{aligned} \quad (31)$$

где $\bar{s}_0 = 2m^2 - u_0 - t$. Для амплитуды $T_i(u_0, t)$ напишем д. с. по t и s при фиксированном $u_0 \ll m^2$ с одним вычитанием в точке $t_0 = 0$:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} T_i(u_0, t) = & r_i \left(\frac{1}{m^2 - \bar{s}_0} - \frac{1}{m^2 - \bar{s}_0(t=0)} \right) + \\ & + \delta_i \left(\frac{1}{\mu^2 - t} - \frac{1}{\mu^2 - t_0} \right) + \frac{t}{\pi} P \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{A_i^{(t)}(t', u_0) dt'}{t'(t'-t)} - \\ & - \frac{t}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_i^{(s)}(s', u_0) ds'}{(s' - \bar{s}_0)(s' - 2m^2 + u_0)} + \operatorname{Re} T_i(u_0, t_0 = 0). \end{aligned} \quad (32)$$

Подставляя (32) в (31) и устремляя $u_0 \rightarrow m^2$, получаем [75, 76]:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} T_i(s, t) = & r_i \left(\frac{1}{m^2 - s} + \frac{1}{m^2 - u} \right) + \frac{\delta_i t}{\mu^2(\mu^2 - t)} + T_i(m^2, 0) + \\ & + \frac{u - m^2}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' A_i^{(s)}(s', t) \left\{ \frac{1}{(s' - m^2)(s' - u)} - \frac{1}{(s' - m^2 + t)(s' - s)} \right\} + \\ & + \frac{t}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{A_i^{(t)}(t', u = m^2) dt'}{t'(t'-t)} - \frac{t}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_i^{(s)}(s', u = m^2) ds'}{(s' - m^2)(s' - m^2 + t)}. \end{aligned} \quad (33)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} T_1(m^2, 0) = 0; \quad T_5(m^2, 0) = e^2(2\lambda_p(1 + \tau_3)/2 + \lambda^2)/2m; \\ T_3(m^2, 0) = e^2(2\lambda_p(1 + \tau_3)/2 + \lambda^2)m; \quad T_6(m^2, 0) = -e^2\lambda^2/2m^2. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Для амплитуд, нечетных относительно замены $s \rightleftharpoons u$, можно писать д. с. без вычитания, они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} T_j(s, t) = & r_j \left(\frac{1}{m^2 - s} - \frac{1}{m^2 - u} \right) + \\ & + \frac{1}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' A_j^{(s)}(s', t) \left[\frac{1}{s' - s} - \frac{1}{s' - u} \right], \quad j = 2, 4. \end{aligned} \quad (35)$$

Остановимся здесь на физических допущениях, которые были сделаны при численном расчете амплитуд комптоновского рассеяния в рамках д. с. (33) и (35). В разложении мнимой части амплитуды комптоновского рассеяния в t -канале по промежуточным состояниям учитываются только амплитуды, соответствующие фоторождению одиночных π -мезонов на протонах. В амплитудах фоторождения удерживаются S -волна (E_{0+}) и парциальные волны, которые соответствуют первому (M_{1+}), второму (E_{2-}) и третьему (E_{3-}) резонансам; каждая из этих волн полагается отличной

от нуля только в диапазоне энергий, соответствующих данному резонансу. При учете члена «запаздывания» (рис. 8) рассматриваются основные вклады, связанные с квадратичной функцией от этого члена и интерференцией его с M_{1+} и E_{0+} . Парциальные волны E_{0+} , M_{1+} , E_{2-} , E_{3-} и интерференция E_{0+} с членом запаздывания получаются из анализа экспериментальных данных по фоторождению π -мезонов на протонах. Указанное приближение при расчете мнимой части амплитуды комптоновского рассеяния в s -канале является достаточно хорошим для области энергий налетающего γ -кванта от 200 $Mэв$ до порога фотообразования двух π -мезонов.

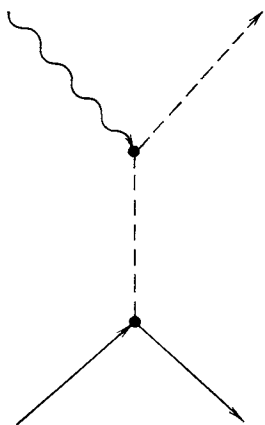


Рис. 8. Диаграмма фоторождения, соответствующая обмену π^+ -мезонам в t -канале

В области энергий γ -квантов от порога фоторождения одиночных π -мезонов (150 $Mэв$) до 200 $Mэв$ существенный вклад в мнимую часть амплитуды комптоновского рассеяния могут вносить нерезонансные мультиполи фоторождения. Однако так как в этой области энергий мнимая часть амплитуды рассеяния существенно меньше действительной, есть основания предполагать, что неучет нерезонансных амплитуд фоторождения приводит к небольшой погрешности (не более 10%). Таким образом, сделанное приближение можно считать допустимым для всей области рассматриваемых энергий от 150 до 300 $Mэв$.

Некоторая неточность возникает также из-за неучета вклада фоторождения двух и более π -мезонов. Этот вклад сравним с вкладом мультиполей одиночного фоторождения, ответственных за второй и третий резонансы, и для области энергий налетающих γ -квантов до 300 $Mэв$ не превышает 10%.

В работе [78] показано, что предсказания γp -рассеяния, использующие различные мультипольные анализы фоторождения [79—82], отличаются не более чем на 10%.

Рассмотрим процедуру учета вкладов в амплитуду γp -рассеяния из t -канала. Ближайшей особенностью в этом канале является π^0 -мезонный полюс, который учитывается для $\delta_{\pi^0} > 0$ и $\delta_{\pi^0} < 0$. Напомним, что знак $\delta_{\pi^0} > 0$ впервые использовался в работе [59]. Чтобы согласовать с результатами работы [61], где предполагалось, что распад π^0 -мезона на два γ -кванта идет через нуклон-антинуклонную пару, необходимо принять $\delta_{\pi^0} < 0$ [60]. Учет вклада π^0 -мезонного полюса с $\delta_{\pi^0} < 0$ приводит к увеличению дифференциального сечения в рассматриваемой нами обла-

сти энергий. Отношение теоретических дифференциальных сечений, вычисленных в работе [75], с $\delta_{\pi^0} > 0$ ($\delta +$) и $\delta_{\pi^0} < 0$ ($\delta -$), приводится на рис. 9 в зависимости от энергий падающих γ -квантов для различных фиксированных углов рассеяния. Сильная зависимость дифференциального сечения комптон-эффекта от знака вычета π^0 -мезонного полюса может служить основанием для проведения анализа с целью выбора, опираясь на имеющийся

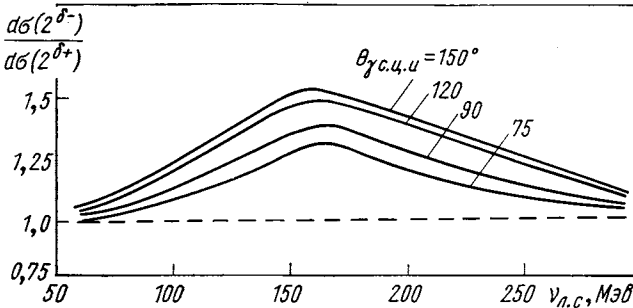


Рис. 9. Зависимость отношения теоретических дифференциальных сечений [73] с различными знаками вычета δ для π^0 -мезонного полюса от энергии падающих γ -квантов

экспериментальный материал, варианта теории и установления тем самым знака вычета π^0 -мезонного полюса.

Чтобы учесть вклад η -мезонного полюса, необходимо знать значение константы взаимодействия η -мезона с нуклоном и время

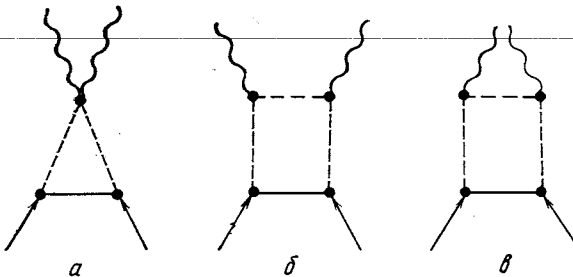


Рис. 10. Фейнмановские диаграммы четвертого порядка, дающие вклад в t -канал γp -рассеяния

жизни η -мезона. Константу взаимодействия η -мезона с нуклоном примем $g_{\eta NN}^2/4\pi \lesssim g_{\pi NN}^2/4\pi \approx 15$. (Бутстраповские правила сумм для амплитуд NN -рассеяния [83, 84] дают $g_{\eta NN}^2/4\pi \approx 1$.)

Экспериментальное значение ширины распада $\eta \rightarrow 2\gamma$, определенное по данным разных экспериментальных работ, колеблется от $(1,0 \pm 0,23)$ [85] примерно до $0,37$ *кэв* [86]. При указанных параметрах η -мезонный полюс в рассматриваемой области энергий вносит малый вклад в дифференциальное сечение $\gamma\gamma$ -рассеяния и поэтому в численных расчетах не учитывается.

Рассмотрим процедуру учета других промежуточных состояний в t -канале. Оценка вклада этих состояний проводится в двух вариантах теоретических расчетов: в первом ($1^{\delta\pm}$) — только учет в $A_i^{(t)}$ двухчастичных состояний с помощью диаграмм четвертого порядка теории возмущений (рис. 10); во втором ($2^{\delta\pm}$) дополнительно к первому варианту с помощью бутстраповской модели учитывается вклад в $A_i^{(t)}$ состояний, не рассмотренных в первом варианте [74—76]. С этой целью для разности амплитуд $T_i(s, t) - T_i(s, 0)$ строится д. с. сначала по s и u при фиксированном t , а затем по t и s при фиксированном u . Затем эти д. с. приравниваются. В результате интеграл от $A_i^{(t)}$ можно выразить через интегралы от A_i^s [76] следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{t}{\pi} P \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\bar{A}_i^{(t)}(t', u=m^2) dt'}{t'(t'-t)} = \\ & = \frac{P}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \left\{ [\bar{A}_i^{(s)}(s', t) - \bar{A}_i^{(s)}(s', 0)] \left(\frac{1}{s'-m^2} + \frac{1}{s'-m^2+t} \right) + \right. \\ & \quad \left. + \frac{t [\bar{A}_i^{(s)}(s', u=m^2) - \bar{A}_i^{(s)}(s', t=0)]}{(s'-m^2)(s'-m^2+t)} \right\}, \end{aligned} \quad (36)$$

где \bar{A}_i означают, что в эти амплитуды не включены члены, выражающие через диаграммы четвертого порядка теории возмущений.

Сравнение экспериментальных данных с расчетами, выполненными по дисперсионным соотношениям при фиксированном t . Знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

Проведем сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории в области энергий от 55 до 280 *Мэв*. Результаты вычислений по д. с. (33) и (35) [76] оказываются близкими к результатам работ [73, 75], где вычисления проводились также по д. с. при фиксированном t , но д. с. имеют более сложный вид, чем (33).

Экспериментальные данные [3, 9, 12, 13, 15, 16] и теоретические кривые из работ [73—75] для угловой и энергетической зависимостей дифференциального сечения упругого рассеяния для области энергий менее 150 *Мэв* приведены на рис. 11—14. Экспе-

риментальные и теоретические энергетические и угловые зависимости дифференциального сечения для области энергий от 120 до 280 $Mэв$ даны на рис. 15—18. Из рис. 11—18 видно, что экспе-

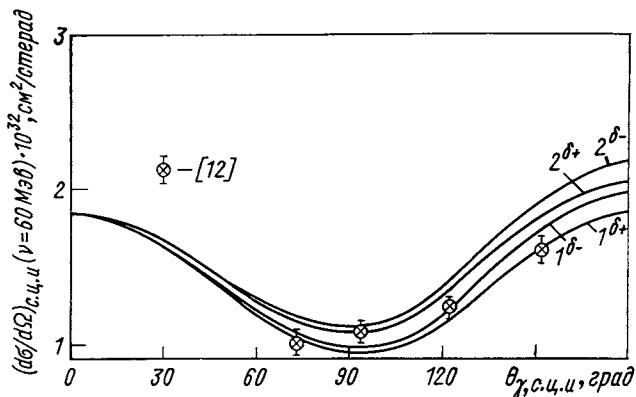


Рис. 11. Угловая зависимость дифференциального сечения γ -рассеяния для энергии 60 $Mэв$:

$1\delta^-$, $1\delta^+$, $2\delta^-$, $2\delta^+$ — варианты теоретических расчетов [73]

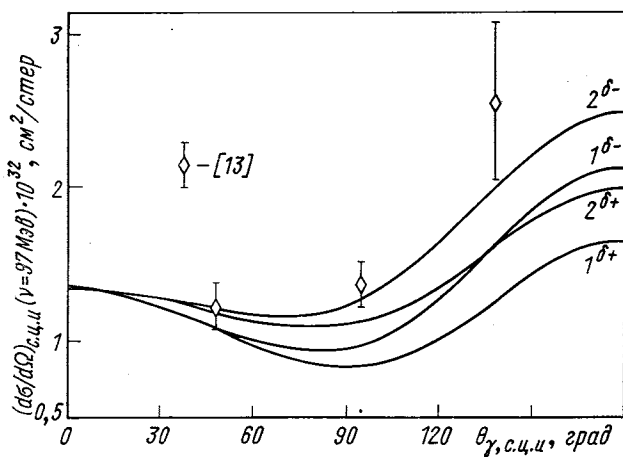


Рис. 12. Угловая зависимость дифференциального сечения γ -рассеяния для энергии 97 $Mэв$:

$1\delta^-$, $1\delta^+$, $2\delta^-$, $2\delta^+$ — варианты теоретических расчетов [73]

риментальные данные в области энергий 55—120 и 240—280 $Mэв$ находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими расчетами.

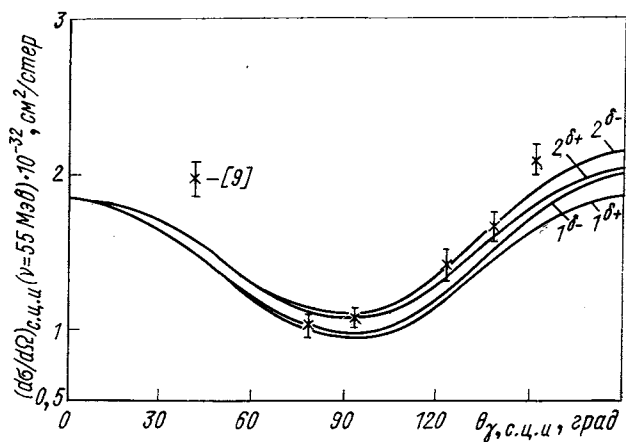


Рис. 13. Угловая зависимость дифференциального сечения γ -рассеяния для энергии 55 Мэв:
 $1\delta^-$, $1\delta^+$, $2\delta^-$, $2\delta^+$ — варианты теоретических расчетов [73]

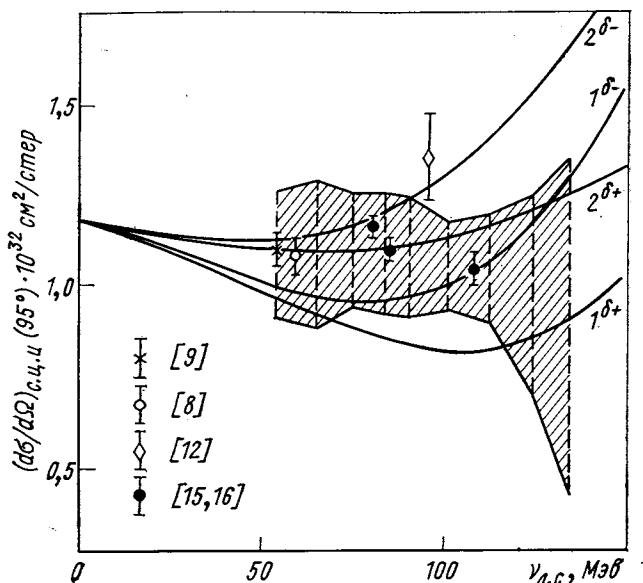


Рис. 14. Энергетическая зависимость дифференциального сечения γ -рассеяния для угла 95° в с. ч. и.:

заштрихованная область — результаты [работы [3]; $1\delta^-$, $1\delta^+$, $2\delta^-$, $2\delta^+$ — варианты теоретических расчетов [73]. Для результатов работ [15, 16] указаны полные погрешности экспериментов, для результатов работ [3, 9, 12, 13] — только статистические погрешности измерений

Подробное сопоставление [75, 76, 87, 88] всей совокупности экспериментальных данных с вариантами $1^{\delta\pm}$ и $2^{\delta\pm}$ теоретических расчетов основывался на использовании статистического критерия χ^2 .

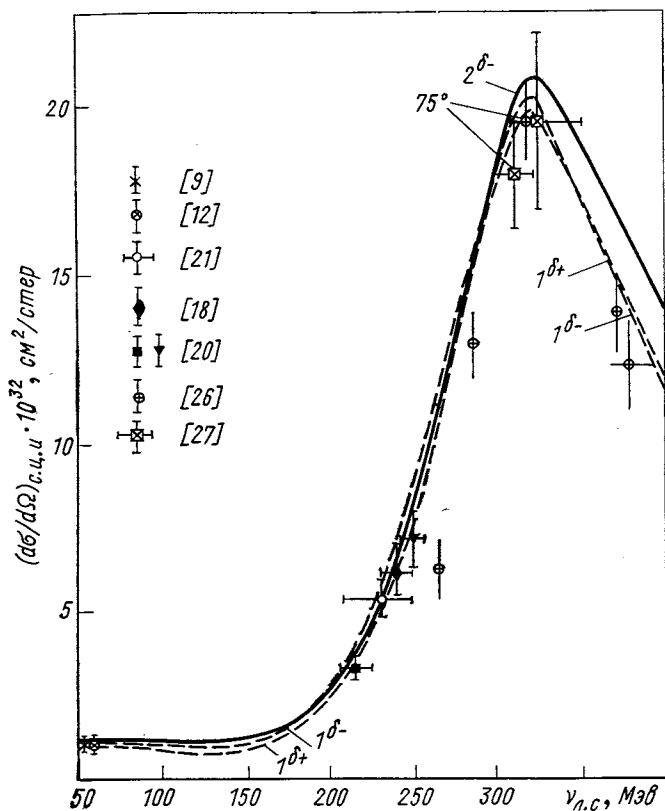


Рис. 15. Энергетическая зависимость дифференциального сечения γ -рассеяния для угла 70° в с. п. и.:

$1^{\delta-}$, $1^{\delta+}$, $2^{\delta-}$, $2^{\delta+}$ — варианты теоретических расчетов [73]

Эксперименты в области энергий 55—120 Мэв в основном представлены угловыми распределениями [9, 12, 13] и энергетической зависимостью [3]. В области энергий 240—280 Мэв экспериментальные данные представлены угловым распределением работы [20] при средней энергии фотонов 249 Мэв и энергетической зависимостью сечения [21] для угла рассеяния 90° в с. п. и. В промежуточной области энергий вблизи порога фоторождения

пионов наблюдается довольно сильное (в единицах точности измерений) отличие экспериментальных данных от любого из вариантов теоретических расчетов. Особенно резко это отличие

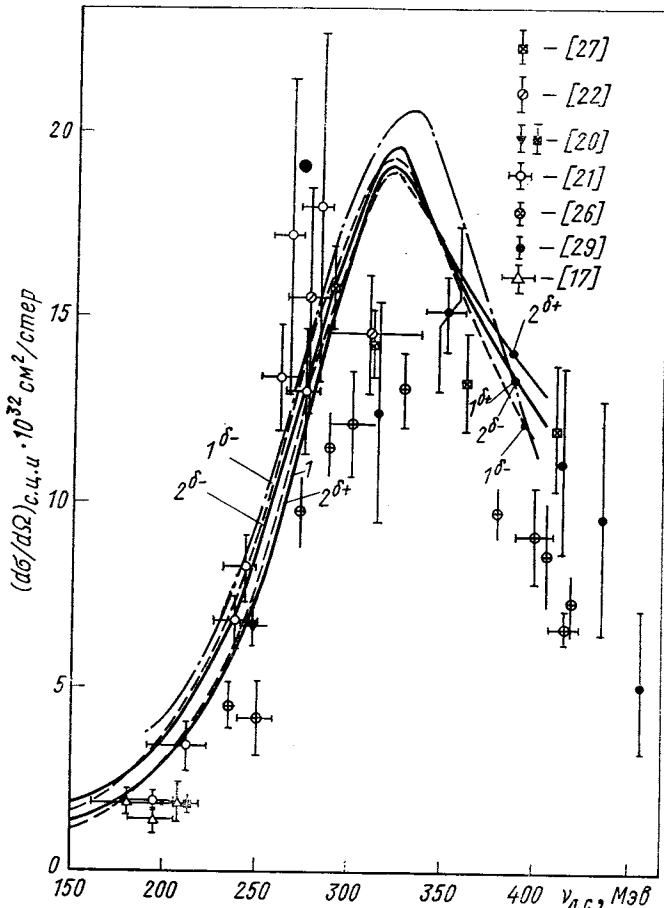


Рис. 16. Энергетическая зависимость дифференциального сечения γ -рассеяния для угла 90° в с. п. и.:
 $1\delta^-$, $1\delta^+$, $2\delta^-$, $2\delta^+$ — варианты теоретических расчетов [73];
 — — — — теоретические расчеты [69]

проявляется в угловых распределениях (см., например, рис. 18) для энергий $\nu = 214$ Мэв. Поэтому экспериментальные точки, лежащие в области энергий 120—220 Мэв (всего восемь точек), не включены в численный анализ. Сравнение экспериментальных данных с результатами теоретических работ проводится в двух

областях энергий фотонов: 55—120 и 240—280 Мэв, в которых в настоящее время имеются наиболее полные экспериментальные данные.

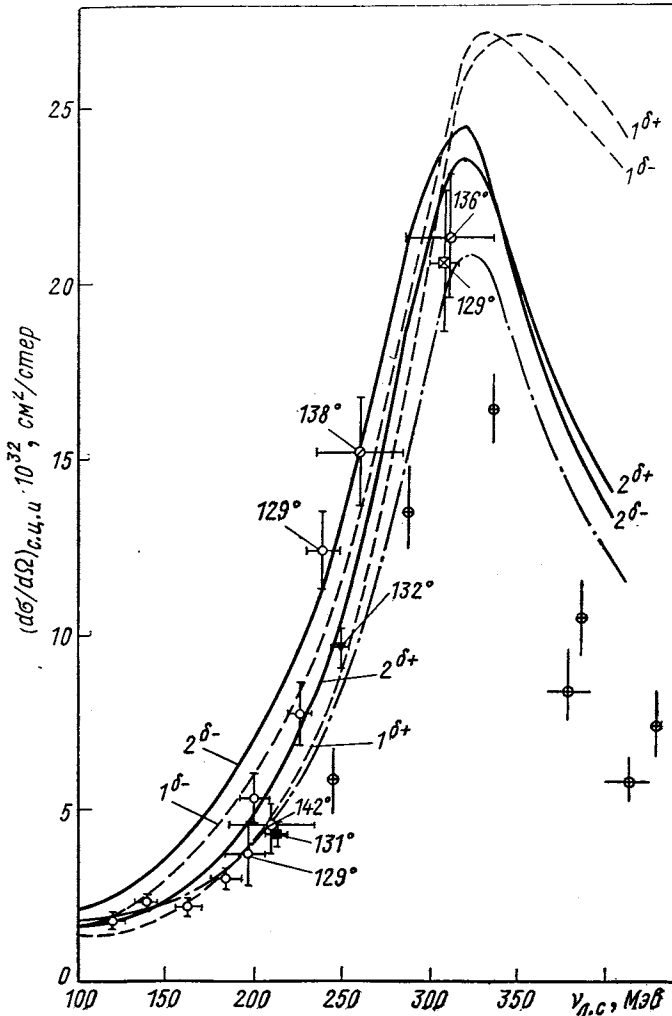


Рис. 17. Энергетическая зависимость дифференциального сечения γ -рассеяния для угла 139° в с. ц. и.: обозначения экспериментальных точек те же, что и на рис. 15, 16; $1\sigma^-$, $1\sigma^+$, $2\sigma^-$, $2\sigma^+$ — варианты теоретических расчетов [73]; — — — — теоретические расчеты [69]

Каждый из четырех вариантов теоретических расчетов [73—75] $1\sigma^\pm$, $2\sigma^\pm$ анализируется на непротиворечивость с эксперимен-

тальными данными. При этом каждая экспериментальная работа сначала анализируется отдельно, а потом результаты анализа объединяются в каждой области энергий по правилам сложения χ^2 -распределения. Для каждого из вариантов теоретических расчетов определены две величины: значение множителя k , соответ-

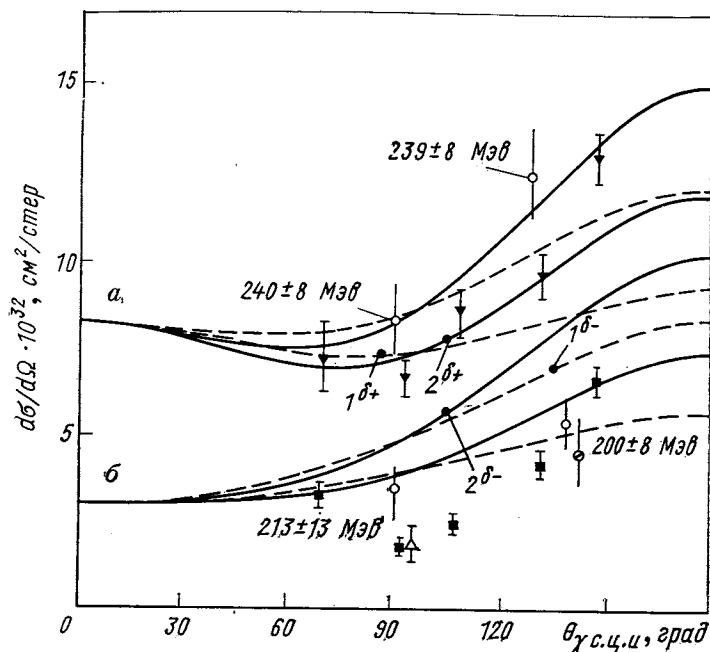


Рис. 18. Угловые зависимости дифференциального сечения νp -рассеяния для различных энергий:

$a - \nu = 214$ Мэв; $b - \nu = 249$ Мэв [20]; $1\delta^-$, $1\delta^+$, $2\delta^-$, $2\delta^+$ — варианты теоретических расчетов [73]; обозначения экспериментальных точек те же, что и на рис. 15 и 16

ствующего нормированию результатов каждой из работ в отдельности на наилучшее согласие с рассматриваемым вариантом теории, и значение вероятности P_f (χ^2) (где f — число степеней свободы). Сравниваются также результаты теоретических расчетов с экспериментом только по форме зависимости сечения от угла рассеяния или энергии. Результаты анализа тем и другим способом находятся в согласии друг с другом.

В табл. 5,6 приведены результаты такого сравнения, в табл. 5 — анализа, основанного на сравнении вариантов теоретических расчетов [73, 74] с экспериментом по форме зависимости сечения от угла рассеяния [20] и от энергии [21]. Из этой таблицы видно, что экспериментальные данные отдельной работы [20] на уровне

Таблица 5

f	Варианты теоретического расчета								Браковна на 5%-ном уровне значи- мости	Литера- тура
	1 ^{δ-}		1 ^{δ+}		2 ^{δ-}		2 ^{δ+}			
	k	p	k	p	k	p	k	p		
4	1,09	0,1%	0,92	0,01%	1,18	15%	0,99	3,8%	1 ^{δ+} , 1 ^{δ-} ,	[20]
6	0,93	10%	0,81	1,2%	0,94	31%	0,82	12%	2 ^{δ+} , 1 ^{δ+}	[21]
10	0,1%		0,01%		17%		2,7		1 ^{δ+} , 1 ^{δ-} , 2 ^{δ+}	[20, 21]

Примечание. Результаты [20] — угловая зависимость сечения при средней энергии γ -квантов 249 Мэв; число использованных точек $n = 5$. Результаты [21] — энергетическая зависимость сечения в области 239–282 Мэв; шесть точек для угла $\theta = 90^\circ$ и одна точка для $\theta = 129^\circ$.

значимости 1% бракует два из четырех вариантов теоретических расчетов, а именно варианты 1^{δ+} и 1^{δ-}. На уровне значимости 5% бракуется также вариант 2^{δ+}. Единственным вариантом теории, который не противоречит экспериментальным данным, оказывается вариант 2^{δ-}. Экспериментальные результаты работы [21] бракует на уровне значимости 5% лишь один вариант.

Объединенный анализ экспериментальных данных работ [20, 21] практически не позволяет сделать какие-либо новые выводы по сравнению с выводами, полученными при анализе результатов [20]. В табл. 6 приведены результаты анализа, относящегося к областям энергий фотонов 55–120 и 240–280 Мэв. В области малых энергий результаты трех экспериментальных работ [9, 12, 13], как видно из табл. 6, бракует на уровне значимости 5% три из четырех вариантов теоретических расчетов, а именно варианты 1^{δ+}, 1^{δ-}, 2^{δ+}. Результаты анализа, проведенного для каждой из работ в отдельности, показали, что работа [12] на уровне значимости 5% не бракует ни одного из вариантов теоретических расчетов. Результаты работы [13] бракует только один вариант 1^{δ+}, а результаты работы [9] — два варианта теоретических расчетов, а именно варианты 1^{δ+} и 2^{δ+}. Результаты работ [3, 10], в которых исследована энергетическая зависимость сечения, не бракует ни один из вариантов теоретических расчетов и поэтому в табл. 6 не включены. Из табл. 6 также видно, что совокупность работ в двух областях энергий фотонов 55–120 и 240–280 Мэв позволяет провести браковку вариантов 1^{δ+}, 1^{δ-}, 2^{δ+} уже на уровне значимости 1%.

Таблица 6

Область энергий фотонов, Мэв	f	Варианты теоретических расчетов										Бракровка на 5%-ном уровне значимости	Литература
		1δ-		1δ+		2δ-		2δ+		χ²	p, %		
		χ²	p, %	χ²	p, %	χ²	p, %	χ²	p, %				
55—120	11	23,39	4,6	34,33	0,1	17,90	8,0	20,67	3,6	1δ+, 1δ-, 2δ+	[9, 12, 13]		
240—280	12	29,34	0,3	52,02	0,01	14,65	26,0	23,01	2,8	1δ+, 1δ-, 2δ+	[18, 21]		
Для обеих областей энергий, двух групп ра-бот	23	52,75	0,5	83,35	0,001	32,55	9,0	43,68	0,59	1δ+, 1δ-, 2δ+			

Таблица 7

f	Варианты теоретических расчетов										Бракровка на 5%-ном уровне значимости	Литература		
	1δ-		1δ+		2δ-		2δ+		χ²	p, %				
	χ²	p, %	χ²	p, %	χ²	p, %	χ²	p, %						
12	—	21,95	3,7	—	22,90	2,8	—	15,16	22,0	—	17,52	13,2	1δ+, 1δ-	[9, 12, 13]
7	0,99	6,39	49	1,40	9,42	24	1,00	4,91	67	1,13	8,22	31	—	[21]
5	0,78	11,6	4,1	0,92	16,14	0,6	0,78	9,42	9,4	0,91	11,2	4,9	1δ+, 1δ-, 2δ+	[20]
17	—	33,55	1,0	—	39,04	0,2	—	24,58	10,0	—	28,10	3,9	1δ+, 1δ-, 2δ+	[9, 12, 13, 20]
24	—	39,95	2,1	—	48,16	0,25	—	29,49	20,2	—	36,9	4,2	1δ+, 1δ-, 2δ+	[9, 12, 13, 20, 21]

Результаты расчетов по д. с. (47), (49), при выводе которых [75, 76] использовались менее сильные ограничения на асимптотическое поведение амплитуд рассеяния, чем в работах [73, 74], также были сопоставлены с экспериментальными данными. Результаты анализа даны в табл. 7. Они в значительной степени совпадают с результатами, приведенными выше. Из этой таблицы видно, что экспериментальные данные, полученные для области энергий 55—120 $Mэв$ на уровне значимости 5%, бракует два из четырех вариантов теоретических расчетов (варианты $1^{\delta\pm}$). В области энергий 240—280 $Mэв$ экспериментальные данные отдельной работы [20] бракует три из четырех вариантов теоретических расчетов ($1^{\delta+}$, $2^{\delta+}$). Единственным вариантом теории, который не противоречит экспериментальным данным, по-прежнему оказывается вариант $2^{\delta-}$. Результаты совместного анализа работ [9, 12, 13, 20, 21], как видно из табл. 7, совпадают с выводами, полученными при анализе только результатов работы [20].

Таким образом, из сравнения теории и эксперимента в областях энергий ниже 120 и от 240 до 280 $Mэв$ следует, что на 99%-ном уровне достоверности бракуется теория, где лл-взаимодействие учитывается только с помощью диаграмм четвертого порядка теории возмущений (см. рис. 10) при любом знаке амплитуды F_{π} и остается только вариант теории, где дополнительно к указанным диаграммам аннигиляционный канал учитывается с помощью бутстраповской модели. Это указывает, с одной стороны, на необходимость более точного учета аннигиляционного канала по сравнению с тем, что следует из расчетов с помощью диаграмм, представленных на рис. 10, и, с другой — на разумность принятой модели для t -канала и удовлетворительное описание взаимодействия частиц по бутстраповской модели.

На 95%-ном уровне значимости установлено, что знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (F_{π}) должен быть противоположным знаку константы $g_{\pi NN}$, т. е. $F_{\pi}g_{\pi NN} < 0$. Полученный знак амплитуды распада совпадает со знаком этой амплитуды, предсказанным в работе [60] при рассмотрении в рамках теории возмущений распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ через нуклон-антинуклонную пару [61]. Знак F_{π} различен в разных моделях теории поля [89]. Найденный впервые в работе [87] знак амплитуды F_{π} использован Окубо [90] для выбора между некоторыми известными моделями элементарных частиц. Этот знак амплитуды F_{π} был затем подтвержден Гиллманом [91] из экспериментально наблюдаемой в фоторождении π^0 -мезонов положительной интерференции между амплитудой однофотонного обмена (эффект Примакова) и другими амплитудами фоторождения.

Следует отметить, что в работе [92] предлагается модельно независимый способ определения знака F_{π} при измерении знака интерференции эффекта Примакова с ядерной частью фоторож-

дения π^0 -мезонов. Это способ связан с отделением ядерного фона с помощью конечно-энергетических правил сумм и анализом угловых распределений при различных значениях энергии фотона. Ниже будет рассмотрено определение знака F_π из низкоэнергетического γ -рассеяния.

Кинематические сингулярности и определение вычитательных функций

В выражении (9) коэффициенты при T_i имеют сингулярности вида $\{t[st + (s - m^2)^2]\}^{-1}$. Так как полная амплитуда T_{fi} не имеет кинематических сингулярностей, то указанные выше особенности накладывают связи между T_i для углов рассеяния вперед и назад:

а) $t = 0$:

$$T_1(s, 0) + T_3(s, 0) = 2T_5(s, 0); \quad (37)$$

$$T_5(s, 0) = -(s - m^2)[T_2(s, 0) + T_4(s, 0)]/4m; \quad (38)$$

б) $t = -4\omega^2 = -(s - m^2)^2/s$:

$$T_1(s, t = -4\omega^2) - T_3(s, t = -4\omega^2) = 2mT_6(s, t = -4\omega^2); \quad (39)$$

$$T_6(s, t = -4\omega^2) = (s - m^2)[T_4(s, t = -4\omega^2) - T_2(s, t = -4\omega^2)]/[2(s + m^2)]. \quad (40)$$

Кинематических особенностей можно избежать, если работать с амплитудами Бардина — Танга [93]. Однако в этом случае невозможно провести вычитание в д. с. на пороге (так как часть амплитуд имеет на пороге полюса второго порядка), и, таким образом, трудно ввести низкоэнергетические теоремы в численные расчеты.

При построении д. с. при фиксированном угле рассеяния [45, 69] и при фиксированном t указанные выше связи между амплитудами не рассматриваются, что, возможно, приводит к завышенным значениям рассчитанных дифференциальных сечений для рассеяния на угол 180° [78].

Рассмотрим д. с. при фиксированном t . В этом случае связи между амплитудами рассеяния при $t = 0$, как легко проверить, точно выполняются. Соотношения же между амплитудами рассеяния назад (39) и (40) можно использовать, чтобы определить часть вычитательных функций.

Напишем для амплитуд T_i с $i = 1, 3, 5, 6$ д. с. (31), а для T_j с $j = 2, 4$ д. с. (35). Согласно (32) вычитательную функцию

можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} T_i(u_0, t) = & r_i \left(1/(m^2 - \bar{s}_0) + 1/(m^2 - u_0) \right) + \\ & + \operatorname{Re} T_i(u_0, t_0 = 0) + t\phi(u_0, t). \end{aligned} \quad (41)$$

Подставляя (41) в (31) и устремляя $u_0 \rightarrow m^2$, получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} T_i(s, t) = & r_i \left(\frac{1}{m^2 - s} + \frac{1}{m^2 - u} \right) + T_i(m^2, 0) + \\ & + t\phi_i(u - m^2, t) + \frac{u - m^2}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' A_{1i}^{(s)}(s', t) \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{(s' - m^2)(s' - s)} - \frac{1}{(s' - m^2 + t)(s' - s)} \right\}, \end{aligned} \quad (42)$$

где $\phi_i(t)$ зависит только от одной переменной t .

Потребуем для амплитуд T_i , выраженных через д. с. (42) и (35), выполнения условий (39) и (40) при t и s , связанных условием $t = -(s - m^2)^2/s$. После несложных преобразований получим выражение для вычитательных функций $\phi_i(m^2)$ через интегралы в s -канале:

$$\begin{aligned} \phi_1(m^2, t) - \phi_3(m^2, t) = & \frac{1}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{dx}{(x - s_1)(x - m^4/s_1)} \times \\ & \times \left\{ \frac{m^2(2xs_1 - s_1^2 - m^4)}{s_1(x - m^2)(x - m^2 + t)} [A_1^{(s)}(x, t) - A_3^{(s)}(x, t)] - \right. \\ & \left. - 2m [A_4^{(s)}(x, t) - A_2^{(s)}(x, t)] \right\}; \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \phi_6(m^2, t) = & \frac{1}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{dx}{(x - s_1)(x - m^4/s_1)} \times \\ & \times \left\{ \frac{2m^2(2xs_1 - s_1^2 - m^4)}{s_1(x - m^2)(x - m^2 + t)} A_6^{(s)}(x, t) - [A_4^{(s)}(x, t) - A_2^{(s)}(x, t)] \right\}, \end{aligned} \quad (44)$$

где

$$s_1 = m^2 - t/2 + \sqrt{t(t - 4m^2)}/2.$$

Таким образом, в д. с. две из четырех вычитательных функций определены соотношениями (43) и (44). Вычитательные же функции $\phi_1(t) + \phi_3(t)$ и $\phi_5(t)$, как и раньше [75, 76], задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \phi_1(t) + \phi_3(t) = & \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{A_1^{(t)}(t', u = m^2) + A_3^{(t)}(t', u = m^2)}{t'(t' - t)} dt' - \\ & - \frac{1}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_1^{(s)}(s', u = m^2) + A_3^{(s)}(s', u = m^2)}{(s' - m^2)(s' - m^2 + t)} ds'; \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \phi_5(t) = & \frac{\delta\pi}{\mu_{\pi^0}^2(\mu_{\pi^0}^2 - t)} + \frac{1}{\pi} P \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{A_5^{(t)}(t', u=m^2)}{t'(t'-t)} dt' - \\ & - \frac{1}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_5^{(s)}(s', u=m^2) ds'}{(s'-m^2)(s'-m^2+t)}. \end{aligned} \quad (46)$$

Дисперсионные соотношения (42) и (35) с найденными вычитательными функциями удовлетворяют кинематическим соотношениям (37) — (40). Однако численных вычислений по этим д. с. пока еще не проведено.

Комптоновское рассеяние в районе P_{33} (1236)-резонанса

Рассмотрим рассеяние γ -квантов на протоне в районе P_{33} (1236)-резонанса. Расхождения предсказаний д. с. и эксперимента вблизи этого резонанса отмечались уже в ранних работах по γp -рассеянию, а последние экспериментальные данные только усиливают это разногласие. Считалось, что указанное расхождение обусловлено плохим определением реальной части амплитуды вследствие неточного учета суммарного вклада малых амплитуд фоторождения и неполным рассмотрением вклада t -канала.

Пфейл, Рольник, Станковски [78] вычислили дифференциальное сечение γp -рассеяния в предположении равенства нулю реальной части амплитуды. Так как реальные и мнимые части амплитуд входят в дифференциальное сечение (10) независимо, то таким образом они получили минимальное теоретическое значение дифференциального сечения γp -рассеяния. В этом случае нет необходимости иметь дело с д. с., а мнимая часть амплитуды выражается с помощью условия унитарности через амплитуды фоторождения π -мезонов. Авторы используют анализ данных по фоторождению, проведенный в работах [79—81].

Полученные таким образом значения дифференциального сечения в областях энергий ниже 300 и выше 380 $M\text{эв}$ лежат ниже экспериментальных данных. В области же между 300 и 380 $M\text{эв}$ эти теоретические предсказания практически насыщаются экспериментальными данными.

При резонансной энергии (320 $M\text{эв}$) для угла $\theta = 90^\circ$ теоретическая кривая (рис. 19, сплошная линия) проходит выше экспериментальных данных, и отличие составляет по крайней мере два стандартных отклонения.

Это расхождение обусловлено чрезвычайно большим вкладом резонансного мультиполя фоторождения M_{1+} . Наиболее существенное уменьшение дифференциального сечения происходит из-за интерференции E_{1+} и M_{1-} с M_{1+} . Поэтому улучшения согласия

с экспериментом можно достигнуть только в результате уменьшения амплитуды M_{1+} (и E_{0+}) и увеличения E_{1+} (и M_{1-}). На рис. 19 штриховой линией изображены результаты, полученные с предельными экспериментально допустимыми наименьшими значениями

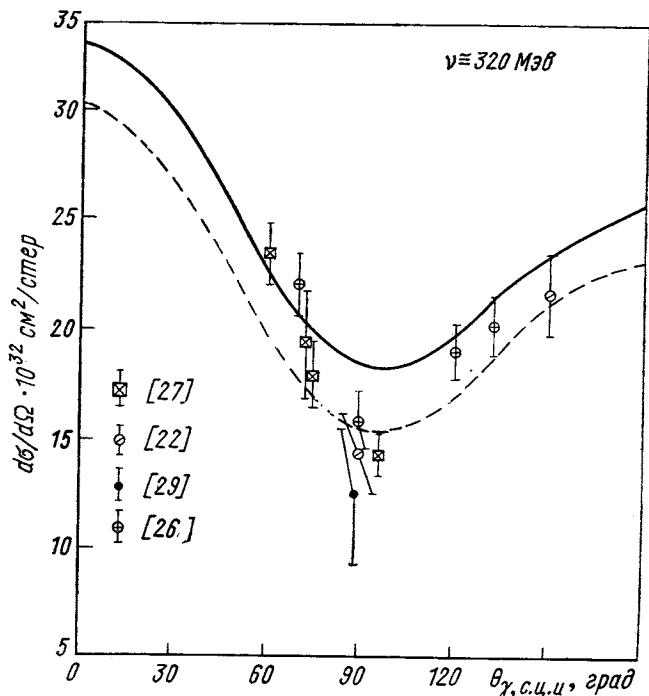


Рис. 19. Нижняя унитарная граница для γ -рассеяния для энергии 320 Мэв:

— соответствует анализу работы [80] данных по фоторождению; — предельно допустимые значения мультиполей фоторождения [79—81]

M_{1+} (и E_{0+}) и наибольшими E_{1+} (и M_{1-}). В этом случае теоретическая кривая находится в допустимой области, но в то же время близко к ее границе, не оставляя места для вклада реальной части амплитуды.

Чтобы детальнее выяснить причины разногласия теории с экспериментом в районе первого резонанса, Пфейл, Рольник, Станковски [78] провели парциально волновой анализ одновременно для фоторождения π -мезонов и комптоновского рассеяния, используя дифференциальное сечение γ -рассеяния и условие унитарности. Наибольшее отклонение от предсказаний д. с. получено для реальной части резонансной амплитуды f_{1M}^+ и амплитуды

f_{ME}^{1+} (рис. 20). Для других парциальных волн результаты феноменологического анализа и предсказания д. с. согласуются.

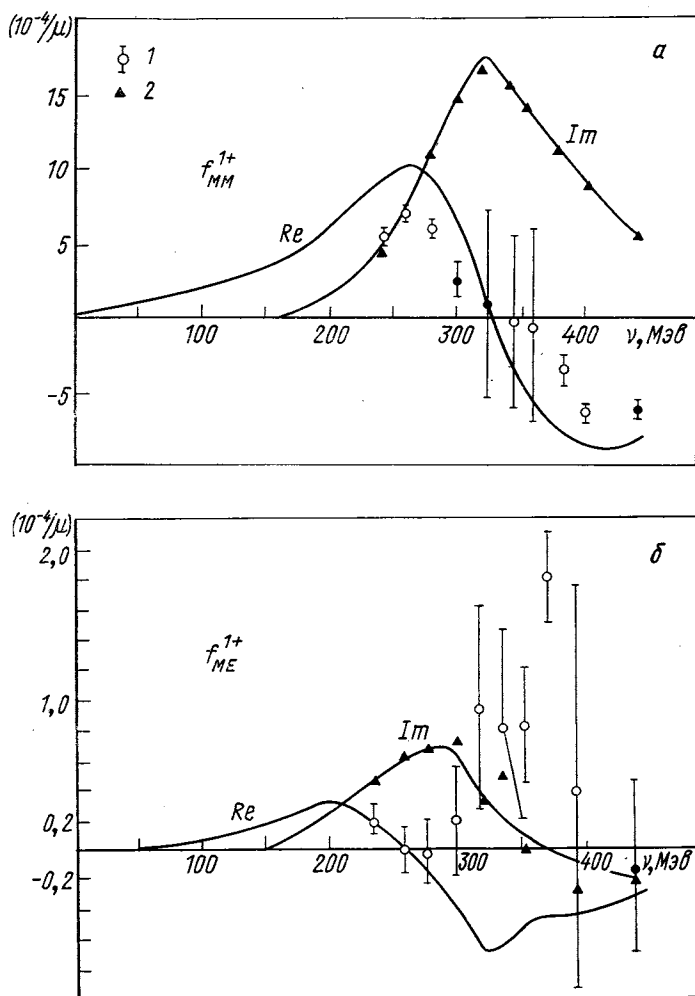


Рис. 20. Реальные и мнимые части парциальных волн: а — f_{MM}^{1+} ; б — f_{ME}^{1+} : 1 — фитирование реальных частей парциальных волн; 2 — фитирование мнимых частей парциальных волн; — — результат расчета по дисперсионным соотношениям [78]

Поэтому авторы делают заключение, что причина расхождения кроется в динамике возбуждения P_{33} (1236)-резонанса, а не обус-

ловлена суммарным эффектом малых амплитуд. Авторы считают, что или необходимо пересмотреть значение P_{33} (1236)-резонанса в γp -рассеянии, или существенно менять экспериментальные данные.

4. ПРАВИЛА СУММ

Правила сумм Герасимова — Дрелла — Хирна

Амплитуда γp -рассеяния вперед имеет вид

$$\bar{u}_2 T_{fi} u_1 = (\mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1) f_1(\nu) + i(\sigma [\mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1]) f_2(\nu), \quad (47)$$

где f_1 и f_2 связаны с амплитудами R_i из (13) следующим образом:

$$f_1 = R_1(\nu) + R_2(\nu);$$

$$f_2 = R_3(\nu) + R_4(\nu) + 2[R_5(\nu) + R_6(\nu)].$$

Рассмотрим амплитуду $f_2(\nu)$. Она является антисимметричной при замене ν на $-\nu$. Предположим, что для этой амплитуды можно написать безвычитательные д. с. по ν . Строя эти д. с. в точке $\nu = 0$ и используя низкоэнергетический предел для $\text{Re } f_2(\nu)/\nu$ при $\nu \rightarrow 0$, получаем

$$-\frac{e^2 \lambda_p^2}{2m^2} = \frac{2}{\pi} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^2} \text{Im } f_2(\nu).$$

Выражая мнимую часть амплитуды $f_2(\nu)$ через разность полных сечений фотопоглощения фотонов, спины которых параллельны (σ_{\parallel}) и антипараллельны (σ_{\perp}) спину протона, получаем окончательно следующие правила сумм:

$$\frac{\pi e^2 \lambda_p^2}{2m^2} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} [\sigma_{\parallel}(\nu) - \sigma_{\perp}(\nu)]. \quad (48)$$

Эти правила сумм были первоначально построены С. Б. Герасимовым [95], а затем Дреллом и Хирном [96]. Правила сумм (48) насыщаются низколежащими резонансами. Эти правила сумм были получены в предположении, что для амплитуды $f_2(\nu)$ можно написать безвычитательные д. с. Такое предположение справедливо, если не существует вклада в разность сечений σ_{\parallel} и σ_{\perp} , не зависящего от энергии. Так как разность $(\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp})$ характеризуется отрицательным τP , то померонный полюс (τP положительно) не дает вклада в эту разность. Померон-померонные разрезы могут иметь отрицательное τP и, следовательно, давать вклад в $\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}$. Если этот вклад стремится к константе, то д. с. необходимо писать с вычитанием, и правила сумм (48) будут нарушаться.

Таким образом, прямое измерение $\sigma_{\pi}(\nu)$ и $\sigma_a(\nu)$, особенно при больших ν , позволяет проверить рассматриваемые правила сумм и получить дополнительную информацию о траекториях Редже с τP отрицательными. Такой прямой экспериментальной проверки в настоящее время еще не проведено.

Правила сумм для амплитуд распадов

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad \eta \rightarrow 2\gamma; \quad X^0 \rightarrow 2\gamma$$

Рассмотрим правила сумм [97] для амплитуд распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 2\gamma$, $X^0 \rightarrow 2\gamma$. Эти правила сумм позволяют получить дополнительную информацию о π^0 , η и X^0 -мезонах. Предположим, что амплитуда γN -рассеяния T_5 , в которую дают вклад указанные мезоны, стремится к постоянному по s пределу при $s \rightarrow \infty$ и фиксированном $t \leq 0$. Тогда для амплитуды T_5 можно построить следующие д. с.:

$$T_5(s, t) = r_5 \left(\frac{1}{m^2 - s} + \frac{1}{m^2 - u} \right) + \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' A_5^{(s)}(s', t) \left[\frac{1}{s' - s} + \frac{1}{s' - u} \right] + \Lambda(t), \quad (49)$$

где функция $\Lambda(t)$ зависит только от t . Возможность написания безвычитательного интеграла от $A_5^{(s)}(s, t)$ следует из полюсной теории Редже.

Напишем для амплитуды T_5 представление Мандельштама:

$$T_5(s, u, t) = \frac{1}{\pi^2} \int_{m^2}^{\infty} \frac{ds'}{s' - s} \int_0^{\infty} \frac{dt'}{t' - t} \rho_{13}(s', t') + \frac{1}{\pi^2} \int_{m^2}^{\infty} \frac{du'}{u' - u} \int_0^{\infty} \frac{dt'}{t' - t} \rho_{23}(u', t') + \frac{1}{\pi^2} \int_{m^2}^{\infty} \frac{ds'}{s' - s} \int_{m^2}^{\infty} \frac{du'}{u' - u} \rho_{12}(s', u') + \frac{1}{\pi} \int_{m^2}^{\infty} \frac{a_1(s') ds'}{s' - s} + \frac{1}{\pi} \int_{m^2}^{\infty} \frac{a_2(u') du'}{u' - u} + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_3(t') dt'}{t' - t}. \quad (50)$$

Последние три члена в (50) — квазилокальные члены, зависящие только от s , u и t соответственно. Перейдем от двойных д. с. к одномерным при фиксированном t :

$$T_5(s, t) = r_5 \left(\frac{1}{m^2 - s} + \frac{1}{m^2 - u} \right) + \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' A_5^{(s)}(s', t) \left[\frac{1}{s' - s} + \frac{1}{s' - u} \right] + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_3(t') dt'}{t' - t}. \quad (51)$$

Из сравнения (49) и (51) следует:

$$\Lambda(t) = \lim T_5(s, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_3(t') dt'}{t' - t}. \quad (52)$$

Полагая в (49) $s = m^2$, $t = 0$ и учитывая низкоэнергетический предел (34) для амплитуды $T_5(s = m^2, t = 0)$, получаем следующие правила сумм [97]:

$$\begin{aligned} T_5(s = m^2, t = 0) &= \frac{e^2}{2m} \left[(2\lambda_p + \lambda_p^2) \frac{1 + \tau_3}{2} + \lambda_n^2 \frac{1 - \tau_3}{2} \right] = \\ &= \Lambda(t = 0) + \frac{2}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_5^{(s)}(s', t=0)}{s' - m^2} ds'. \end{aligned} \quad (53)$$

Рассмотрим изовекторную часть амплитуды T_5 . Если π^0 -мезон является движущимся полюсом Редже, то его вклад в $\Lambda^{(V)}(t = 0)$ равен нулю, а если — «элементарной» частицей, то его вклад в $\Lambda^{(V)}(t = 0)$ отличен от нуля. Предположим, что π^0 -мезон не есть полюс Редже и что он дает основной вклад в $\Lambda^{(V)}(t = 0)$, тогда получим правила сумм для амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [97]:

$$\frac{g_{\pi NN} F_{\pi}}{2} = \frac{e^2}{4m} [2\lambda_p + \lambda_p^2 - \lambda_n^2] - \frac{2}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_5^{(s, V)}(s', t=0)}{s' - m^2} ds', \quad (54)$$

где F_{π} — амплитуда распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, имеющая вид (20).

Аналогичные правила сумм, но позже, были получены Пагельсом [98] в предположении, что $T_5(s, t = 0) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 0$, а π^0 -мезон — полюс Редже и появляется в выражении (49) вследствие представления $A_5^{(s, V)}$ в виде суммы $A_5^{(s, V)} = A_5^{(s, V)} + \mathcal{R}_5$, где реджевская часть \mathcal{R}_5 обусловлена только высокоэнергетическим вкладом в $A_5^{(s, V)}$.

Сделанное в работе [97] при получении соотношения (54) предположение, что π^0 -мезон не является полюсом Редже, можно проверить, если с достаточной точностью вычислить интеграл от $A^{(s, V)}(s, 0)$ в выражении (54).

При вычислении $A_5^{(s, V)}(s, 0)$ ограничимся вкладом только фоторождения одиночных π -мезонов. В амплитудах фоторождения будем удерживать парциальные волны с $J \leq 5/2$. Значения этих парциальных волн возьмем из работы Уолкера [82]. В результате получим

$$g_{\pi NN} F_{\pi}/2 = (0,072 + 0,023)/m = 0,095/m. \quad (55)$$

Как видно из (55), вклад интеграла оказывается сравнительно небольшим и приводит к увеличению амплитуды $g_{\pi NN} F_{\pi}$. Найденное для $g_{\pi NN} F_{\pi}/2$ значение соответствует времени жизни π^0 -мезона $\tau_{\pi^0} = 2,4 \cdot 10^{-16}$ сек.

Из (55) следует, что F_π имеет тот же знак, что и $g_{\pi NN}$. Это находится в противоречии со знаком F_π , найденным из эксперимента по γp -рассеянию [75, 76, 87, 88].

Такой же знак амплитуды F_π , как и полученный с помощью настоящих правил сумм [97], следует из указанной выше работы Пагельса, а также из свержсходящихся правил сумм* по u и t при фиксированном $s = 0$ для амплитуд γN -рассеяния [99]. Чтобы согласовать эти результаты с экспериментальными данными [87], необходимо ввести (54) дополнительный член, который обеспечивал бы правильный знак для амплитуды F_π . Маловероятно, чтобы нужная компенсация проходила за счет более точного учета интегрального члена, так как для такой компенсации необходимо, чтобы интеграл от $A_5^{(s, V)}$ в (54) был бы большим и положительным. Но тогда, согласно д. с. (33) для амплитуды T_5 , это привело бы к увеличению T_5 , а следовательно, к увеличению дифференциального сечения γp -рассеяния, что только усилило бы имеющиеся расхождения между теорией и экспериментом в областях энергий 180–220 и около 320 Мэв.

Этот дополнительный член может появиться как вклад квазилокального члена $\Lambda_0^{(V)}$ в левую часть соотношения (54). При этом из требования обеспечения правильного знака и амплитуды F_π следует [97], что

$$\Lambda_0^{(V)}(t=0) \equiv \Lambda_0 \sim 2 |g_{\pi NN} F_\pi / 2|.$$

Так как $\Lambda_0^{(V)}(t)$ входит в амплитуду $T_5^{(V)}$ и не зависит от s_3 , то состояние в аннигиляционном канале, дающее вклад в $\Lambda_0^{(V)}$, имеет следующие квантовые числа: $I = 1$, $G = -1$, $P = -1$, $C = +1$, $J = 0$, т. е. квантовые числа π^0 -мезона.

Функцию $\Lambda_0^{(V)}(t)$ параметризуем (для $t \leq 0$) в следующем виде:

$$\Lambda_0^{(V)}(t) = \Lambda_0 m_3^2 / (m_3^2 - t). \quad (56)$$

В д. с. (33) этот член должен появиться из интеграла от $A_5^{(t)}(t, m^2)$ и с учетом (56) будет иметь вид

$$\Lambda_0^{(V)}(t) - \Lambda_0^{(V)}(0) = \Lambda_0 t / (m_3^2 - t), \quad (57)$$

приводя к уменьшению дифференциального сечения γp -рассеяния на угол $\theta \neq 0$ в области энергий налетающего γ -кванта $\nu < 300$ Мэв. Эффективная масса m_3 в принципе может оказаться малой, если $\Lambda_5^{(V)}$ обусловлено, например, вкладом «антисвязанного» состояния системы трех π -мезонов. Однако масса m_3 не может, по-видимому, быть слишком малой ($m_3 \sim \mu_{\pi^0}$), так как тогда бы

* В работе Окубо [90] сделано ошибочное утверждение, что из правил сумм [98, 99] следует знак F_π , противоположный $g_{\pi NN}$ ($g_{\pi NN} F_\pi < 0$), т. е. согласующийся с экспериментальным значением [87].

суммарный эффект π^0 -мезонного полюса и квазилокального члена в дифференциальном сечении γp -рассеяния был бы таким же, как если бы учитывался только вклад π^0 -мезонного полюса со знаком, уменьшающим дифференциальное сечение ($g_{\eta NN}F_\pi < 0$), что противоречило бы имеющимся экспериментальным данным [87].

Квазилокальный член (57) может давать существенный вклад в угловое распределение γp -рассеяния при больших энергиях. С точки зрения J -плоскости указанный квазилокальный член может представлять фиксированный полюс или особенность Кронекера с квантовыми числами π^0 -мезона.

Перейдем к рассмотрению правил сумм (53) для изоскалярной части амплитуды T_5 . Будем предполагать, что η - и X^0 -мезоны являются «элементарными» частицами и дают основной вклад в $\Lambda^{(S)}(0)$. В результате получим [97]

$$\begin{aligned} \frac{g_{\eta NN}F_\eta}{2} + \frac{g_{X^0 NN}F_{X^0}}{2} &= \frac{e^2}{4m} [2\lambda_p + \lambda_p^2 + \lambda_n^2] - \\ &- \frac{2}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_5^{(s,S)}(s', t=0)}{s' - m^2} ds', \end{aligned} \quad (58)$$

где $g_{\eta NN}$ и $g_{X^0 NN}$ — константы взаимодействия η - и X^0 -мезонов с нуклонами $F_\eta^2 = 64\pi\Gamma_{\eta \rightarrow 2\gamma}/\mu_\eta^3$; $F_{X^0}^2 = 64\pi\Gamma_{X^0 \rightarrow 2\gamma}/\mu_{X^0}^3$.

Сделанное выше предположение о природе η - и X^0 -мезонов можно проверить, если вычислить с достаточной точностью интеграл от $A_5^{(s,S)}(s, t=0)$ и знать экспериментальные значения констант распадов η - и X^0 -мезонов на два γ -кванта и константы взаимодействия этих мезонов с нуклонами.

При вычислении интеграла от $A_5^{(s,S)}(s, 0)$ снова ограничимся учетом вклада амплитуд фоторождения одиночных мезонов на нуклоне и используем феноменологический анализ фоторождения Уолкера [82]. В результате соотношение (58) принимает вид

$$g_{\eta NN}F_\eta/2 + g_{X^0 NN}F_{X^0}/2 = (0,239 - 0,428)/m = -0,189/m.$$

Оценим амплитуду $g_{X^0 NN}F_{X^0}$. С этой целью возьмем для $g_{\eta NN}$ значение, следующее из анализа бутстраповских правил сумм [83, 84] для амплитуд барион-барионного рассеяния, т. е. $g_{\eta NN}^2/4\pi = 1,05$. Ширину распад $\eta \rightarrow 2\gamma$ возьмем, согласно работе [86], равной 0,37 *кэв*. Знак амплитуды F_η относительно $g_{\eta NN}$ неизвестен, поэтому рассмотрим две возможности:

- 1) $g_{\eta NN}F_\eta > 0$, тогда $g_{X^0 NN}F_{X^0} = -0,51/m$;
- 2) $g_{\eta NN}F_\eta < 0$, тогда $g_{X^0 NN}F_{X^0} = -0,25/m$.

Если взять константу связи $g_{X^0 NN}^2/4\pi \approx 1$, то в первом случае имеем $\Gamma_{X^0 \rightarrow 2\gamma} \approx 100$ *кэв*, а во втором $\Gamma_{X^0 \rightarrow 2\gamma} \approx 25$ *кэв*.

5. γp -РАССЕЯНИЕ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХОпределение обобщенной поляризуемости протона из γp -рассеяния

При рассеянии γ -квантов малой энергии на протоне амплитуду рассеяния можно представить в виде разложения по энергии фотона ν . Лоу [100] и Гелл-Манн и Голдбергер [101] из требований релятивистской и калибровочной инвариантностей нашли, что коэффициенты при нулевой и первой степенях ν можно выразить только через константу электрического заряда e и аномальный магнитный момент протона. Амплитуда комптоновского рассеяния во втором порядке разложения по ν определяется, помимо e и λ_p , двумя структурными константами. Эти константы называются [104] обобщенной электрической (α) и магнитной (β) поляризуемостями протона. На связь квадратичных членов в спин-независимых амплитудах с электрической и магнитной поляризуемостями протона впервые было указано в работе Клейна [102]. А. М. Балдиным [103] было получено явное выражение для электрической поляризуемости $\bar{\alpha}$, согласующееся с общепринятым выражением в нерелятивистской теории, и дана ее оценка.

Как показал В. А. Петрунькин [104], амплитуду γp -рассеяния при разложении по ν до членов ν^2 можно представить в следующем виде (в л. с.):

$$\begin{aligned} \bar{u}(p_2) T_{fi} u(p_1) = & \left[-\frac{e^2}{m} + 4\pi\bar{\alpha}\nu_1\nu_2 \right] (\mathbf{e}_2\mathbf{e}_1) + \\ & + \nu_1\nu_2 \left[4\pi\bar{\beta} - \frac{e^2}{4m^3} (1 + \lambda_p)^2 \cos\theta_\Delta \right] (\mathbf{s}_2\mathbf{s}_1) + \\ & + i(\nu_1 + \nu_2) \frac{e^2(1 + 2\lambda_p)}{4m^2} \left(\sigma[\mathbf{e}_2\mathbf{e}_1] \right) + i(\nu_1 + \nu_2) \frac{e}{4m^2} \times \\ & \times (1 + \lambda_p)^2 (\sigma[\mathbf{s}_2\mathbf{s}_1]) + i \frac{e}{2m^2} (1 + \lambda_p)^2 \times \\ & \times [\nu_2(\sigma\mathbf{s}_2)(\boldsymbol{\kappa}_2\mathbf{e}_1) - \nu_1(\sigma\mathbf{s}_1)(\boldsymbol{\kappa}_1\mathbf{e}_2)], \end{aligned} \quad (59)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= \alpha + 1/3 \langle r_e^2 \rangle + \lambda_p e^2 / 2m^3 + 3e^2 / 4m^3 + \Delta\alpha; \\ \bar{\beta} &= \beta + \Delta\beta. \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

В выражениях (60) $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ — неизвестные добавки к поляризуемостям α и β ; $\langle r_e^2 \rangle$ — среднеквадратический радиус распределения заряда протона. Как видно из (59), $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ дают вклад в коэффициенты при ν^2 в амплитудах R_1 и R_2 из (13):

$$\left. \begin{aligned} \bar{R}_1 &= \nu_1 \nu_2 4\pi \bar{\alpha}; \\ \bar{R}_2 &= \nu_1 \nu_2 [4\pi \bar{\beta} - (e^2/4m^3) (1 + \lambda_p)^2 \cos \theta_\Delta]. \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

В. С. Барашенков и др. [105, 106] получили разложение амплитуды γ -рассеяния до членов ν^3 . При этом новые константы в это разложение не вошли.

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на протоне в виде разложения по ν , согласно работам [104—106], можно представить в следующем виде:

$$(d\sigma/d\Omega)_0 = (d\sigma/d\Omega)_p - (e^2/4\pi m)^2 \nu^2 [\bar{\alpha} (1 + z^2) + 2\bar{\beta}z] \times \\ \times (1 - 3\nu (1 - z)/m) + 0 (\nu^4), \quad (62)$$

где $z = \cos \theta_\Delta$. Первый член в (62) является поперечным сечением рассеяния γ -кванта на бесструктурной частице со спином 1/2 [35].

$$(d\sigma/d\Omega)_p = (e^2/4\pi m)^2 \{ [1 - 2\nu/m (1 - z) + 3 (\nu/m)^2 (1 - z)^2 - \\ - 4 (\nu/m)^3 (1 - z)^3] (1 + z) + (\nu/m)^2 [(1 - z)^2 + f(\theta)] \} / 2, \quad (63)$$

где

$$f(\theta) = a_0 + a_1 z + a_2 z^2; \quad a_0 = 2\lambda_p + 9\lambda_p^2/2 + 3\lambda_p^3 + 3\lambda_p^4/4; \\ a_1 = -4\lambda_p - 5\lambda_p^2 - 2\lambda_p^3; \quad a_2 = 2\lambda_p + \lambda_p^2/2 - \lambda_p^3 - \lambda_p^4/4.$$

Для суммы поляризуемостей $\bar{\alpha} + \bar{\beta}$ можно построить правила сумм, связывающие $\bar{\alpha} + \bar{\beta}$ с интегралом от полного сечения фотопоглощения. Для этого напомним для суммы амплитуд $R_1 + R_2$ при $\theta = 0^\circ$ д. с. Крамера — Кронига [48, 49]. В результате получим [103, 107]

$$\bar{\alpha} + \bar{\beta} = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma(\nu)}{\nu^2} d\nu. \quad (64)$$

Если подставить в (64) экспериментальные значения $\sigma(\nu)$ вплоть до энергии 30 Гэв [108, 109] и использовать обычную реджевскую экстраполяцию в области более высоких энергий, то получим [116, 111]

$$\bar{\alpha} + \bar{\beta} = (14,1 \pm 0,3) 10^{-43} \text{ см}^3. \quad (65)$$

Первое экспериментальное указание на влияние поляризуемости протона на дифференциальное сечение упругого рассеяния фотонов на протонах было получено в работе [13] в 1956 г. Затем в работе В. И. Гольданского и др. [9] были впервые определены значения коэффициентов электрической и магнитной поляризуемостей протона:

$$\bar{\alpha} = (9 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3; \\ \bar{\beta} = (2 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3, \quad (66)$$

где погрешности соответствуют статистическим погрешностям измеренных выходов. При получении этих результатов использовалось выражение (62) (с ограничением квадратичными членами по ν) для анализа экспериментальных данных по γp -рассеянию при энергии $\nu = 55 \text{ Мэв}$, а также соотношение (64). В этом соотношении $\sigma(\nu)$ выражалось через экспериментальные данные для сечения фоторождения одиночных π -мезонов в области энергий налетающего фотона до 1 Гэв , что дало $\bar{\alpha} + \bar{\beta} = 11 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

П. С. Баранов и др. [15, 16] на основе анализа с помощью (62) новых, более точных экспериментальных данных при энергиях от 80 до 110 Мэв для углов рассеяния 90 и 150° получили следующие значения $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= (10,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3; \\ \bar{\beta} &= (-0,7 \pm 1,6) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3 \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

и соответственно

$$\bar{\alpha} + \bar{\beta} = (10,0 \pm 2,3) \cdot 10^{-43} \text{ см}. \quad (68)$$

Возможные погрешности теоретической формулы (62), связанные с отбрасыванием членов четвертой и более высокой степеней частоты, не включались в (66) — (68).

Из сравнения (68) с предсказанием правил сумм (64) видно, что полученное из эксперимента по γp -рассеянию значение суммы $\bar{\alpha} + \bar{\beta}$ согласуется с (65) в пределах двух стандартных отклонений.

Учет π^0 -мезонного полюса при определении поляризуемости протона.

Знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

Как было показано выше, для определения коэффициентов обобщенной поляризуемости протона из экспериментальных данных по γp -рассеянию в области малых энергий в работах [9, 15, 16] использовалось выражение (63) для дифференциального сечения γp -рассеяния, полученное из общих требований теории поля в виде ряда по степеням энергии налетающего фотона ν с учетом членов до ν^3 включительно. При этом предполагалось, что вклад отброшенных членов в исследуемой области энергий мал.

Однако из анализа γp -рассеяния с помощью д. с. следует, что вклад π^0 -мезонного полюса, который входит в дифференциальное сечение, начиная с ν^4 , не мал (см., например, рис. 13) и для $\nu = 100 \text{ Мэв}$ и $\theta = 150^\circ$ составляет около 10%. Поэтому учет π^0 -мезонного полюса может оказаться существенным при извлечении из эксперимента по γp -рассеянию $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$.

Легко показать, что радиус сходимости разложения π^0 -мезонного полюса по ν для угла рассеяния 90° равен $\mu_{\pi^0}/\sqrt{2}$, а для угла рассеяния $180^\circ - \mu_{\pi^0}/2$. Таким образом, в исследуемой области энергий этот полюс необходимо учитывать целиком, не раскладывая по ν .

Дифференциальное сечение γp -рассеяния с учетом π^0 -мезонного полюса имеет вид [110] (в л. с.)

$$d\sigma/d\Omega = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 + (2/m^2) (\nu/\mu_{\pi^0})^2 \times \\ \times (1-z)/[1 + \nu(1-z)/m]^3 B_\pi (B_\pi + A) + O(\nu^4), \quad (69)$$

где

$$B_\pi = (\mu_{\pi^0}/2\pi) g_{\pi NN} F_{\pi t}/(\mu^2 - t); \\ A = (e^2/4\pi) (\mu/2m) \{ (2 + \lambda_p)^2 - 1 + (1 + \lambda_p)(1-z) \times \\ \times (1 + 2\nu/m)/[1 + \nu(1-z)/m] \}; \\ t = -2\nu^2(1-z)/[1 + \nu(1-z)/m].$$

Выражение для $(d\sigma/d\Omega)_0$ определяется формулой (62). π^0 -мезонный полюс входит в амплитуду T_5 из (9). Как видно из (11), этот полюс входит в сечение в виде квадратичного члена и интерференции с другими вкладками из T_5 . В формуле (69) учтена интерференция π^0 -мезонного полюса только с борновским членом. Дисперсионные интегралы амплитуды T_5 дают вклады в сечение, начиная с ν^4 (при интерференции с борновским членом). Эти интегралы были вычислены с помощью д. с. (33). Для энергии $\nu = 100$ Мэв их вклад в амплитуду T_5 составляет примерно 50% вклада π^0 -мезонного полюса (с тем же знаком, что и A). В дальнейшем будем предполагать, что вклады остальных отброшенных членов не превышают рассмотренного и вносимая отброшенными членами погрешность в формуле (69) в области энергий около 100 Мэв равна примерно $\pm 50\%$ вклада π^0 -мезонного полюса. Для более точного вычисления неопределенности, вносимой в $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ отброшенными членами, следовало бы сосчитать с помощью д. с. выражение (69) и значение $d\sigma/d\Omega$ без разложения по ν и найти их разность.

В работе [110] формула (69) использовалась для анализа экспериментальных данных [15, 16] в области энергий 80–110 Мэв отдельно для $\theta = 90$ и 150° . Из анализа для $\theta = 90^\circ$ находится $\bar{\alpha}$, а анализ для $\theta = 150^\circ$ позволяет непосредственно определить разность $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$. Полученные результаты представлены в табл. 8 для разных вариантов учета π^0 -мезонного полюса. При этом ширина распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ взята из работы [113] равной $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} = 7,7 \pm 0,9$ эв.

Т а б л и ц а 8

Коэффициент	$g_{\pi NN}F_{\pi} < 0$	$g_{\pi NN}F_{\pi} = 0$	$g_{\pi NN}F_{\pi} > 0$	Δ
$\bar{\alpha} \cdot 10^{43}, \text{ см}^3$	13,9	10,7	8,0	$\pm 2,1$
$P_{90^\circ}, \%$	9	25	-50	—
$(\bar{\alpha} - \bar{\beta}) \cdot 10^{43}, \text{ см}^3$	19,9	11,4	4,4	$\pm 4,4$
$P_{150^\circ}, \%$	12	1,3	0,7	—

В табл. 8 приведены вероятности P_+ (χ^2) для трех различных вариантов рассмотрения π^0 -мезонного полюса, а также даны суммарные экспериментальные и (предполагаемые) теоретические погрешности в $\bar{\alpha}$ и $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$.

Из таблицы видно, что особенно чувствительной к учету вклада π^0 -мезонного полюса является разность поляризуемостей $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$. Анализ данных для угла $\theta = 90^\circ$ не позволяет выбрать какой-либо из знаков F_{π} . Это связано с тем обстоятельством, что вклад π^0 -мезонного полюса для $\theta = 90^\circ$ в исследуемой области энергий невелик. С другой стороны, при анализе экспериментальных данных для угла $\theta = 150^\circ$ выделяется знак $g_{\pi NN}F_{\pi} < 0$ (вероятности P_j (χ^2) для конкурирующих гипотез равны 1,3 и 0,7%). Полученный знак F_{π} совпадает со знаком, найденным в работах [75, 76, 87, 88] из анализа γp -рассеяния с помощью д. с.

Таким образом, исследование γp -рассеяния в области малых энергий с помощью выражения (69) позволяет при достаточно надежной оценке отброшенных в этом выражении членов $O(\nu^4)$ модельно независимым способом определить знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Правила сумм для коэффициентов обобщенной поляризуемости протона

Хорошее совпадение со значениями $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ (67) получено в работе В. К. Федянина [65]. В этой работе для некоторого нового набора инвариантных амплитуд, отличных от (9), д. с. строились при фиксированном t с вычитанием, а вычитательные функции определялись через низкоэнергетический предел. Эти д. с. насыщались амплитудами одиночного фоторождения π -мезонов в области энергий до 1 Гэв и вычислялись для $\nu = 55 \text{ Мэв}$; в результате имеем: $\bar{\alpha} = 10,4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$; $\bar{\beta} = 0,7 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Однако следует иметь в виду, что в д. с. не учтена зависимость вычитательных функций от t и, таким образом, не учтен вклад аннигиляционного канала.

В работе Бернабеу и др. [111] из рассмотрения д. с. для амплитуды, пропорциональной разности амплитуд $R_1 - R_2$ под углом $\theta = 180^\circ$, получены правила сумм для $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$. В этих правилах сумм был опущен вклад аннигиляционного канала, который предполагается малым. Вычисления с учетом (65) дали следующие результаты: $\bar{\alpha} = 4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$; $\bar{\beta} = 10 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Таким образом, из этих вычислений в противоположность экспериментальным данным следует $\bar{\beta} > \bar{\alpha}$.

Аналогичный результат получается, если написать д. с. под 0° с одним вычитанием для амплитуд R_1 и R_2 в отдельности. Это связано с тем обстоятельством, что основной вклад в \bar{R}_1 дает интеграл от E_{0+} а в \bar{R}_2 — от M_{1+} . Различие с экспериментом указывает, вероятно, на невозможность построения для амплитуд R_1 и R_2 (а также $R_1 - R_2$) под углом $\theta = 0^\circ$ д. с. с одним вычитанием.

Д. М. Ахмедов, Л. В. Фильков [112] выразили разность амплитуд $R_1 - R_2$ для $\theta = 0^\circ$ через амплитуды T_i из (9), для которых затем были написаны д. с. (33) и (35).

Из соотношений (14) легко получить

$$R_1(\nu, z=1) - R_2(\nu, z=1) = -\frac{\nu^2}{2W}(T_2 + T_4)_{z=1} - \frac{\partial}{\partial z} [(T_1 + T_3) + \nu(T_2 + T_4)]_{z=1}, \quad (70)$$

где $z = \cos \theta$; $W^2 = s = m^2 + 2m\nu$.

Для амплитуд T_1 и T_3 переищем д. с. (42) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \text{Re } T_i(\nu, t) = & r_i \left(\frac{1}{m^2 - s} + \frac{1}{m^2 - u} \right) + T_i(m^2, 0) + \\ & + t \phi_i(t, u = m^2) + \frac{\nu}{\pi} P \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' A_i^{(s)}(\nu', t) \times \\ & \times \left[\frac{1}{\nu'(\nu' - \nu)} - \frac{1}{(\nu' + t/2m)(\nu' + \nu + t/2m)} \right]. \end{aligned} \quad (71)$$

Дисперсионное соотношение (35) для амплитуд T_2 и T_4 также выразим через переменную ν :

$$\begin{aligned} \text{Re } T_j(\nu, t) = & r_j \left(\frac{1}{m^2 - s} - \frac{1}{m^2 - u} \right) + \\ & + \frac{4m\nu + t}{2\pi m} P \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{A_j^{(s)}(\nu', t) d\nu'}{(\nu' - \nu)(\nu' + \nu + t/2m)}, \quad j = 2, 4. \end{aligned} \quad (72)$$

Подставляя (71) и (72) в (70) и оставляя только члены при v^2 , получаем

$$\begin{aligned} \bar{R}_1(v, z=1) - \bar{R}_2(v, z=1) = \\ = v^2 \{ [2(r_1 + r_3)/m + (r_2 + r_4)/2] / m^3 - 2\Lambda_+(0) \}, \end{aligned} \quad (73)$$

где $\Lambda_+(0) = \phi_1(0) + \phi_3(0)$. Учитывая (61), найдем следующие правила сумм для разности поляризуемости $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$ [110]:

$$\bar{\alpha} - \bar{\beta} = e^2 [(1 + \lambda_p)^2 / 4 - 4,5] / 4\pi m^3 - \Lambda_+(0) / 2\pi. \quad (74)$$

$\Lambda_+(0)$ в этом выражении, согласно (45), имеет вид

$$\begin{aligned} \Lambda_+(0) = \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{dt'}{t'^2} [A_1^{(t)}(t', u=m^2) + A_3^{(t)}(t', u=m^2)] - \\ - \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{A_1^{(s)}(s', u=m^2) + A_3^{(s)}(s', u=m^2)}{(s'-m^2)^2} ds'. \end{aligned}$$

Вклад двухчастичного лл-взаимодействия в первый интеграл учтем с помощью диаграмм, изображенных на рис. 10. Интеграл от $A_1^{(s)}$ и $A_3^{(s)}$ будем насыщать амплитудами фоторождения одиночных π -мезонов, используя мультипольные анализы [80] (до 250 $M\text{эв}$) и [114] (от 250 до 1200 $M\text{эв}$). Так как во второй интеграл входят мнимые части амплитуд в s -канале при фиксированном $u = m^2$, что соответствует нефизическому значению $\cos \theta$, то ряд по парциальным волнам для этих амплитуд может расходиться. Поэтому ряд по $\cos \theta$ в амплитудах $A_1^{(s)}(s', u=m^2)$ и $A_3^{(s)}(s', u=m^2)$ просуммируем с помощью [1, 1] и [1, 2] паде-приближений. В результате получим

$$\bar{\alpha} - \bar{\beta} = 15,3 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3. \quad (75)$$

При этом основной вклад в $\Lambda_+(0)$, а следовательно, в $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$, дает вклад от аннигиляционного канала. Вклад второго интеграла составляет всего около 5%. Поэтому правила сумм (74) могут служить хорошим инструментом для отбора между различными моделями, учитывающими вклад t -канала в γp -рассеяние. Следует отметить, что если не проводить суммирование по $\cos \theta$ в амплитудах $A_1^{(s)}(s', m^2)$ и $A_3^{(s)}(s', m^2)$ с помощью паде-приближений, то вклад второго интеграла составит около 10%.

Чтобы учесть в $\Lambda_+(0)$ вклад от состояний из t -канала, не охватываемой диаграммами на рис. 10, используем бутстраповскую модель (36), связывающую интегралы от амплитуд в t -канале с интегралами от амплитуд в s -канале, как это делалось при анализе д. с. для амплитуд γp -рассеяния:

$$\begin{aligned}
\Lambda_+(0) = & \frac{1}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{[A_1^{(t)}(t', u=m^2) + A_3^{(t)}(t', u=m^2)]^B}{t'^2} dt' - \\
& - \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{[A_1^{(s)}(s', u=m^2) + A_3^{(s)}(s', u=m^2)]^B}{(s'-m^2)^2} ds' + \\
& + \frac{1}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{ds'}{s'-m^2} \left\{ 2 \frac{\partial}{\partial t} [A_1^{(s)}(s', t) + A_3^{(s)}(s', t)]_{t=0} - \right. \\
& \left. - \frac{A_1^{(s)}(s', t=0) + A_3^{(s)}(s', t=0)}{s'-m^2} \right\}, \quad (76)
\end{aligned}$$

где первые два интеграла учитывают только вклад диаграмм на рис. 10, а черта над $A_1^{(s)}$ и $A_3^{(s)}$ означает, что в этих амплитудах опускается вклад от указанных диаграмм. Используя в (76), как и выше, анализы работ [80, 114], получаем

$$\bar{\alpha} - \bar{\beta} = 12,3 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3. \quad (77)$$

Если просуммировать в амплитудах $A_1^{(s)}(s', t)$ и $A_3^{(s)}(s', t)$ ряды по $\cos \theta$ с помощью паде-приближений, а затем взять в (76) производную по t , то вычисления дают

$$\bar{\alpha} - \bar{\beta} = 10,4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3. \quad (78)$$

При этом интеграл от $\bar{A}_1^{(s)}(s', 0) + \bar{A}_3^{(s)}(s', 0)$ остался практически тем же, а все изменения произошли за счет интеграла от производной по t . Это указывает на то, что ряд по парциальным волнам в выражении $\partial [A_1^{(s)}(s', t) + A_3^{(s)}(s', t)]/dt$ сходится недостаточно быстро, поэтому необходимо использовать в этом случае методы приближенного суммирования. Это же надо иметь в виду и при исследовании γp -рассеяния с помощью д. с.

Как видно из (75), (77) и (78) с учетом (65), изложенные правила сумм [112] дают для всех моделей в согласии с экспериментом $\alpha > \beta$. Представляет интерес учесть вклад σ -мезона в $\Lambda_+(0)$. Этот вклад должен приводить к увеличению значения $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$ по сравнению с (75).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенное исследование упругого рассеяния фотонов на протоне в области малых и средних энергий позволило сделать следующие выводы:

1. Из сравнения экспериментальных данных с предсказанием д. с. при фиксированном t был впервые определен знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ($g_{\pi NN} F_{\pi} < 0$), который является существенным параметром при построении различных моделей теории поля. Позднее этот знак был подтвержден в опытах по фоторождению π^0 -мезонов.

2. Сравнение теории и эксперимента в области энергий ниже 150 и от 230 до 280 $Mэв$ указывает на необходимость учета в аннигиляционном канале помимо диаграмм 4-го порядка (см. рис. 10) иных состояний (например, с помощью бутстраповской модели).

3. В области энергий 180—220 $Mэв$ и в области P_{33} -резонанса (для $\theta = 90^\circ$) наблюдается сильное расхождение эксперимента с предсказанием д. с. В районе P_{33} -резонанса отклонение от эксперимента получено даже для нижней границы теоретических предсказаний для дифференциального сечения рассеяния под углом $\theta = 90^\circ$. Все это говорит о необходимости дальнейших теоретических исследований и о проведении новых экспериментальных измерений γ -рассеяния в указанных областях энергий.

4. Исследование γ -рассеяния в области малых энергий привело к открытию явления поляризуемости протона и позволило определить коэффициенты обобщенной электрической и магнитной поляризуемостей протона. Процесс γ -рассеяния в области малых энергий является в настоящее время пока единственным источником сведений об этих параметрах.

5. С целью получения из экспериментов по γ -рассеянию коэффициентов поляризуемости протона было построено из общих требований квантовой теории поля выражение для дифференциального сечения γ -рассеяния в виде ряда по энергии фотона, включая ν^3 . Показана необходимость учета в этом выражении для дифференциального сечения π^0 -мезонного полюса. Особенно чувствительна к такому учету разность коэффициентов электрической и магнитной поляризуемостей протона. Чтобы более точно определить коэффициенты поляризуемости протона, необходимо сделать более точную оценку опущенных в выражении для сечения членов и провести новые измерения энергетической зависимости γ -рассеяния (например, для углов $\theta = 90$ и 150°) в области энергий 20—100 $Mэв$ с лучшим разрешением по энергии.

6. Из обработки экспериментальных данных по γ -рассеянию в области энергий 80—110 $Mэв$ с помощью выражения (69) для дифференциального сечения был найден знак амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, который совпадает со знаком, ранее полученным из сравнения экспериментальных данных по γ -рассеянию в области малых и средних энергий с предсказаниями д. с.

7. Сравнение экспериментальных данных для разности электрической и магнитной поляризуемостей протона с результатами вычислений по правилам сумм позволяет проанализировать раз-

личные модели учета аннигиляционного канала в д. с. для амплитуд γp -рассеяния.

8. Анализ правил сумм Герасимова — Дрелла — Хирнае позволяет получить дополнительную информацию о траекториях Редже с τp — отрицательными.

9. Дальнейший анализ правил сумм для амплитуды распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ позволит выяснить вопрос о существовании фиксированного полюса с квантовыми числами π^0 -мезона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахмезер А.И., Берестецкий В.Г. Квантовая электродинамика. М., «Наука», 1969.
2. Волковский Р. Ю. «Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 878.
3. Nyman L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1959, v. 3, p. 93.
4. Байер В. Н. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 58-73, 1973.
5. Джилкибаев Р. И. и др. «Письма ЖЭТФ», 1974, т. 19, с. 73.
6. Miller R. «Phys. Rev.», 1954, v. 95, p. 796.
7. Stiening R., Loh E., Deutsch M. «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 536.
8. Alvarez L., Crawford F., Stevenson M. «Phys. Rev.», 1958, v. 112, p. 1267.
9. Гольданский В. И. и др. «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 1695.
10. Oxley C., Telegdi V. «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 435.
11. Oxley C., Telegdi V. «Nuovo cimento», Suppl. 2, 1956, v. 4, p. 953.
12. Oxley C. «Phys. Rev.», 1958, v. 110, p. 733.
13. Говорков Б. Б. и др. «Докл. АН СССР», 1956, т. III, с. 988.
14. Higgins L. Thesis California Univ., UCRL-3688, 1957.
15. Баранов П. С. и др. «Письма ЖЭТФ», 1974, т. 19, с. 777.
16. Baranov P. S. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 52, p. 122.
17. Баранов П. С. и др. Препринт ФИАН, 1974, № 93.
18. Баранов П. С., и др. «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 1713.
19. Баранов П. С., и др. «ЖЭТФ», 1966, т. 50, с. 364.
20. Баранов П. С. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 1083.
21. Bernardini G. e.a. «Nuovo cimento», 1960, v. 18, p. 1203.
22. Gray E. Ph. Degree Thesis, Illinois, USA, 1966; Gray E., Hanson A. Abstracts. Int. Conf. on Low and Intermediate Energy Electromagnetic Interactions, Dubna, 1967; «Phys. Rev.», 1967, v. 160, p. 1217.
23. Nyman L. M. I. T. Ph. Degree Thesis, 1959.
24. Kate S. e.a. Ann. Report INSU Tokyo, 77, 1966.
25. Genzel H., Pfeil W. Photoproduction Data Below 1, 5 Gev. Bonn Univ. PI BI-168, 1972.
26. Genzel H. e.a. «Lett. Nuovo cimento», 1972, v. 4, p. 695.
27. De Wire J. e.a. «Phys. Rev.», 1961, v. 124, p. 909.
28. Jung M. Ph. Degree Thesis Phys. Inst. der Univ. Bonn 1-066, 1967; XV Int. Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1970.
29. Nagashima Y. Ph. Degree Thes. INSU Tokyo, 81, TH-47, 1964.
30. Rust D., e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 15, p. 938.
31. Deutsch M., e.a. «Phys. Progr. Report MIT», 1967, N 358, p. 29.
32. Баранов П. С. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 6.
33. Pugh G. e.a. «Phys. Rev.», 1957, v. 105, p. 982.
34. Frissh D. Privat Communication. 1967.
35. Powell J. «Phys. Rev.», 1949, v. 75, p. 32.
36. Bychorn G., e.a. «Phys. Lett. B», 1970, v. 33, p. 241.
37. Jacob D., Deutsch M. XV Int. Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1970; «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1970, v. 15, p. 608.

38. Deutsch M. e.a. MIT, Progress Report, 1963, p 82, May.
39. Loh E. e.a. MIT, Progress Report, p. 82, November, 1963.
40. Anderson R. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 1218.
41. Boyarski A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 26, p. 1600.
42. Barbiellini G., Capon G., Murtas G. Proc. of Int. Symp. on Electron and Photon Interactions. Hamburg II, 343, 1965.
43. Prange R., «Phys. Rev.», 1958, v. 110, p. 240.
44. Липидус Л. И., Чжоу Гуан-чжао. «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 1714.
45. Hearn A., Leader E. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 789.
46. Ригус В. И., «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1264; Липидус Л. И. «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 922.
47. Ригус В. И. Диссертация. ФИАН, 1959.
48. Gell-Mann M., Goldberger M. L., Thirring W. E. «Phys. Rev.», 1954, v. 95, p. 1612.
49. Kramers H. A. Atti Congr. Internat. Fisici, Como, 2, 545 (1927); Kronig R., «Physica», 1946, v. 12, p. 543.
50. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. «Докл. АН СССР», 1957, т. 113, с. 529.
51. Logunov A. A., Isayev P. S. «Nuovo cimento», 1958, v. 10, p. 917.
52. Bogolubov N. N. Internat. Conf. on Theoret. Phys., Seattle, 1956; Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М., Физматгиз, 1958.
53. Oehme R., Taylor T. «Phys. Rev.», 1959, 113, p. 37.
54. Cini M., Stroffolini R. «Nucl. Phys.», 1958, v. 5, p. 684.
55. Sapps R. «Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 1031; 1957, v. 108, p. 1032.
56. Mathews J., Ph. Degree Thesis, California Inst. of Technol., 1957.
57. Akiba T., Sato J., «Progr. Theor. Phys.», 1958, v. 19, p. 93.
58. Липидус Л. И., Чжоу Гуан-чжао. «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 1547.
59. Jacob M., Mathews J., «Phys. Rev.», 1960, v. 117, p. 854.
60. Липидус Л. И., Чжоу Гуан-чжао. «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 294.
61. Goldberger M., Treiman S. «Nuovo cimento», 1958, v. 9, p. 451.
62. Contogouris A. P. «Phys. Rev.», 1961, v. 124, p. 912.
63. Contogouris A. P., Vergenelakis A. «Phys. Lett.», 1963, v. 6, p. 103.
64. Müller V. F. «Phys. Rev.», 1962, v. 170, p. 114.
65. Федянин В. К. «Докл. АН СССР», 1961, т. 140, с. 347; «ЖЭТФ», 1963, т. 44, с. 633.
66. Contogouris A. P. «Nuovo cimento», 1962, v. 25, p. 104.
67. Holliday D. «Ann. Phys.», 1963, v. 24, pp. 289, 319.
68. Mandelstam S. «Phys. Rev.», 1958, v. 112, p. 1344.
69. Köberle R. «Phys. Rev.», 1968, v. 166, p. 1558.
70. Hamilton J., e.a. «Phys. Rev.», 1962, v. 128, p. 1881.
71. Fil'kov L. V., Nelipa N. F. Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN, 1962, p. 225; «Nucl. Phys.», 1964, v. 59, p. 225.
72. Фильков Л. В. «Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 352.
73. Фильков Л. В. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 336.
74. Фильков Л. В. «Труды ФИАН», 1967, т. 41, с. 3.
75. Baranov P. S., Fil'kov L. V., Sokol G. A. «Fortsch der. Phys.», 1968, Bd 16, S. 595.
76. Баранов П. С., Дембовский А. В., Фильков Л. В. «Краткие сообщения по физике ФИАН», 1970, № 3, с. 16.
77. Barger V., Cline D. «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 16, p. 913.
78. Pfeil W., Rolnik H., Stankovski S. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 73, p. 166.
79. Nolle P., Pfeil W., Schwela D. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 26, p. 461.
80. Pfeil W., Schwela D. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 45, p. 379.
81. Berends E. A., Weaver D. L. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 30, p. 575.
82. Walker R. L. «Phys. Rev.», 1969, v. 182, p. 1729.
83. Григорьянц А. Г., Фильков Л. В. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 380.
84. Fil'kov L. V., Grigoryants A. G. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 36, p. 141.

85. Vempograd C., e.a. Int. Conf. on Low and Intermediate Energy Electromagnetic Interaction, Dubna, 1967.
86. Browman e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1067.
87. Баранов П. С. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 1221.
88. Баранов П. С. и др. «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 100.
89. Терентьев М. В. «УФН», 1974, т. 112, с. 37.
90. Osubo S., «Phys. Rev.», 1969, v. 179, p. 1629.
91. Gillman F. «Phys. Rev.», 1969, v. 184, p. 1964.
92. Зотов Н. П., Раков Ю. А., Царев В. А. «Краткие сообщения по физике. ФИАН», 1970, № 8, с. 37.
93. Bardin W. A., Wu-Ki Tung. «Phys. Rev.», 1968, v. 173, p. 1423.
94. Aleksandrov Yu. M. e.a. Proc. Symp. on Electron and Photon Inter. at High Energies. Bonn, p. 518, 1973.
95. Герасимов С. Б. «Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 598.
96. Drell S., Hearn A. «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 16, p. 908.
97. Файнберг В. Я., Фильков Л. В. «Письма ЖЭТФ», 1967, т. 5, с. 64; Фильков Л. В. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 380.
98. Pagels H. «Phys. Rev.», 1968, v. 158, p. 1566.
99. Abarbanel H. D. I., Goldberger M. L. «Phys. Rev.», 1968, v. 165, p. 1594; Choudhury S. R., Rajaraman R. «Phys. Rev.», 1968, v. 169, p. 1218.
100. Low F. E. «Phys. Rev.», 1954, v. 96, p. 1428.
101. Gell-Mann M., Goldberger M. L. «Phys. Rev.», 1954, v. 96, p. 1433.
102. Klein A. «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 998.
103. Baldin A. M. «Nucl. Phys.», 1960, v. 18, p. 310.
104. Петрунькин В. А. «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 1148; «Труды ФИАН», 1967, т. 41, с. 165.
105. Varashenkov V., Kaiser H., Ogreba A. «Phys. Lett.», 1962, v. 2, p. 33.
106. Varashenkov V., Kaiser H. «Fortschr. der Phys.», 1962, Bd 10, S. 33; Varashenkov V. e.a. «Nucl. Phys.», 1964, v. 50, p. 684.
107. Лапидус Л. И. «ЖЭТФ», 1962, т. 43, с. 1358.
108. Белоусов А. С. и др. «Докл. АН СССР», 1974, т. 245, с. 76.
109. Joos P. Preprint DESY-HERA 70-1, 1970.
110. Баранов П. С., Фильков Л. В., Штарков Л. Н. «Письма ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 762.
111. Bernabeu J., Ericson T., FerroFontan C. «Phys. Lett. B», 1974, v. 49, p. 381.
112. Ахмедов Д. М., Фильков Л. В. «Краткие сообщения по физике. ФИАН», 1975, № 1, с. 13.
113. Barbaro Galtieri A. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, p. 1.
114. Moorhouse R. G., Oberlack H., Rosenfeld A. H. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 1.